

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**İÇE GİRİNTİLİ VE DAR ARALIKLI KLAYSTRON KAVİTESİNİN REZONANS  
FREKANSI HESABI**

**Taylan SİPAHİ**

**FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**ANKARA  
2013**

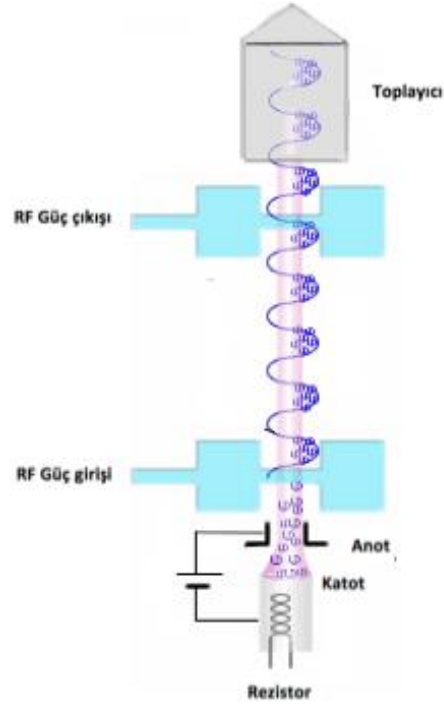
**Her hakkı saklıdır**

# 1. GİRİŞ

## 1.1 Klaystronun Tanımı ve Yapısı

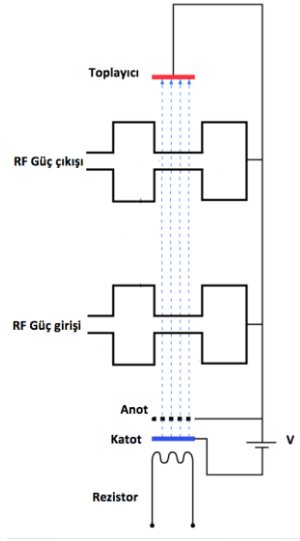
Klaystronların yapılarını ve çalışma prensiplerini daha detaylı olarak incelemeye başlamadan önce yapılarından biraz bahsetmek istenirse; hızlandırıcının ilk kısmı olan elektron kaynağından (tabancasından) çıkan elektronlar klaystrona doğru yönlendirilirler. Burada düşük enerjiye sahip mikrodalga sinyalleri ile elektron demetlerinin kesiştirilmesi sağlanır. Bu sayede elektronlar kesikli (bunched) hale getirilmiş olur ve demet artık elektronların topak halde bulunduğu şişkin kısımlarla elektronların az bulunduğu ince kısımlardan oluşur. Daha sonra kesikli hale getirilmiş olan elektronlar frekansları uygun olarak belirlenmiş rezonatör kavite yapılarına gönderilirler. Bu kaviteler içinde belirli bir modda titreşen elektrik alanı bulunur ve titreşimin evresi öyle ayarlanır ki topak elektronlar geçiş sırasında yavaşlatılarak enerji kaybederken ince demet kısmındaki elektronlarsa zorunlu olarak hızlandırılırlar (Masuda 1997). Sonuçta demet titreşimli alana net bir enerji aktarımı yapmış olur, bu enerji hem alanın genliğini artırır hem de sonlu kalite faktöründen dolayı var olan kayıpları karşılar. Bu sayede klaystronların içerisinde bulunan rf kaviteler kullanılarak yüksek enerjili mikrodalga sinyalinin üretimi sağlanmış olur. Kaviteler enerji spektrumunda yüksek frekanslı radyo dalgaları seviyesine çok yakın değerlerde çalıştıkları için radyo frekansı (rf) kaviteler olarak adlandırılmaktadır (Tsimring 2007).

Diğer bir deyişle, klaystronlar elektron tabancasından ısıtıcı rezistans yardımıyla söktürülerek elde edilen elektronların düşük enerjideki mikrodalgaları kullanarak paketçikli yapıya dönüşmelerini sağlayan özel yapılı yüksek güç üretici yapılardır (Wangler 2008, Golio 2008).



Şekil 1.1 Klaystronun çalışma prensibinin şematik olarak gösterimi

Kaviteler içerisine gönderilen elektron demetlerinin istenilen dalga üzerine denk getirilmesi verimlilik açısından büyük önem taşımaktadır. Bu yüzden rf kaviteler tasarlanırken çalışacakları frekansların çok hassas bir şekilde belirlenmesi gerekmektedir. Eğer kavitenin istenilen frekansa çok yakın değer ile çalışması sağlanmış olursa çok az bir kayıp ile yüksek enerjili mikrodalga sinyallerinin elde edilmiş olur.



Şekil 1.2 Klaystronun iç yapısı

## 1.2 Silindirik RF Kavite

Klaystronlar için bahsedilen yüksek ve hassas frekansların elde edilebilmesi her zaman çok kolay olmamaktadır. Bunun için çeşitli boyut, şekil ve malzemelerin kullanıldığı rf kavite tasarımları yapılmaktadır. Tasarıma yardımcı en basit yapıda ve en çok bileni silindirik rezonans kaviteLERİDİR. Bu yapılar Çelik, Alüminyum ve Bakır gibi çeşitli metallere yapılan ve belirli bir frekans değerine karşı duyarlı hale getirilen kontrol yapılarıdır. Silindirik kaviteLER, istenilen hassasiyet ve verimde yüksek frekanslara çıkmada yeterli olmadığı için içeri girintili kaviteLER bulunarak geliştirilmiştir.

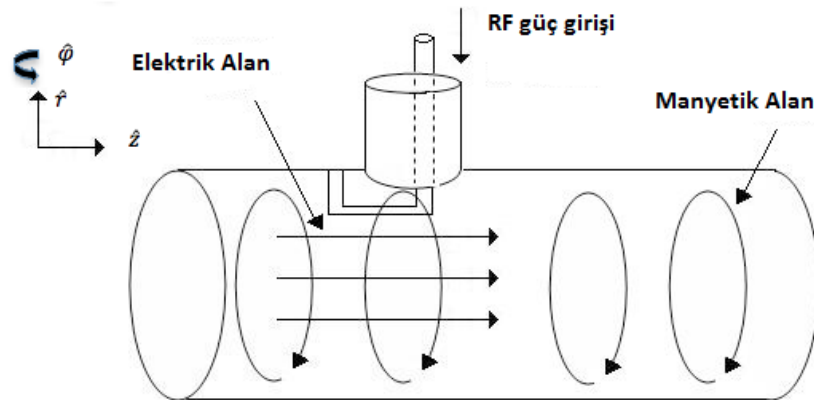


Şekil 1.3 Silindirik RF kavite

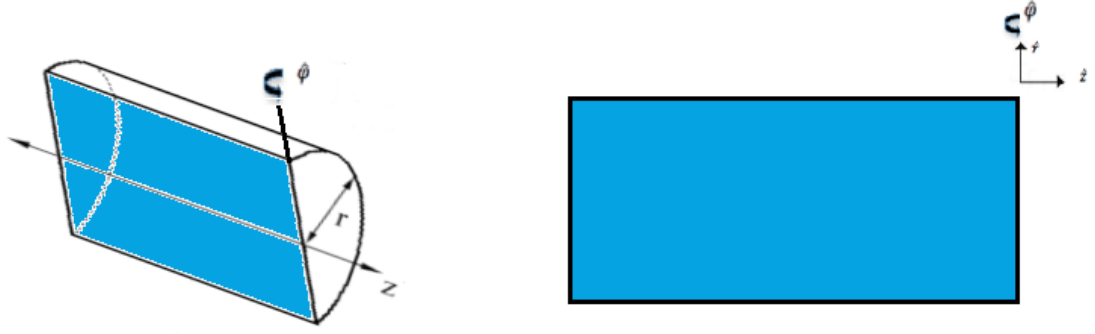
### 1.3 Rezonatör Kaviter İçerisindeki Elektromanyetik Alan Modları

Belirli bir geometriye sahip rezonatör kaviterin içerisindeki elektromanyetik alanlar radyal ve kavite boyunca olacak şekilde farklı modlarda yayılma eğilimi gösterirler. Burada üç farklı moddan bahsetmek doğru olacaktır. Bunlardan ilki kavitenin z eksenini yani ilerleme doğrultusu boyunca ne elektrik alan ne de manyetik alan bileşenine sahip olan enine elektromanyetik alan modu (Transverse Electromagnetic-TEM)'dur. İkincisi ise; enine yönde elektrik alan bileşenine sahip olan enine elektrik alan (Transverse Electric-TE) modu ve son olarak da enine yönde manyetik alan bileşenine sahip olan enine manyetik alan (Transverse Magnetic-TM) modudur (Katsenelenbaum 2006).

Enine manyetik alan modunda elektrik alan bileşeni rf kavitenin z eksenini boyunca, manyetik alan ise bu eksene dik olacak şekilde bir dağılım gösterir. RF kaviter içerisinde yüklü parçacıkların elektromanyetik alanlar yardımıyla hızlandırılması işlemi z eksenine paralel doğrultuda gerçekleştirildiği için işlem sırasında enine manyetik alan modu tercih edilir. Silindirik bir rezonatör kavite ve içe girintili bir klaystron kavitesi içerisindeki enine manyetik alan modu için alanların yönelimi sırasıyla şekil 1.4'te ve şekil 1.8'de kesit yüzeyleri üzerinde gösterilmektedir.



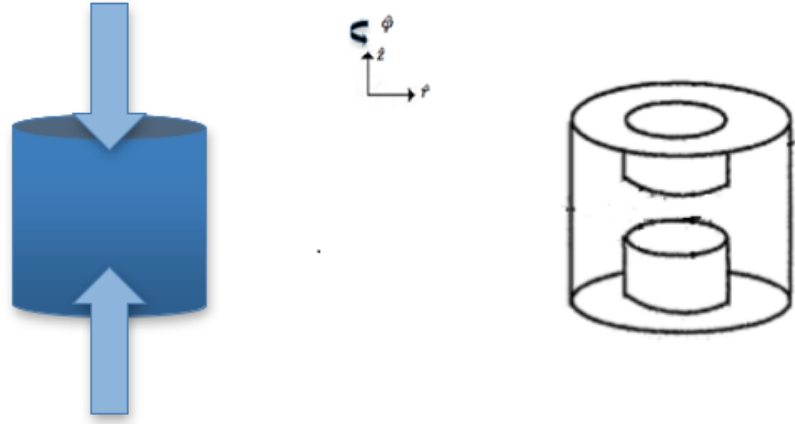
Şekil 1.4 TM modda silindirik rf kavite için elektromanyetik alanların yönelimleri



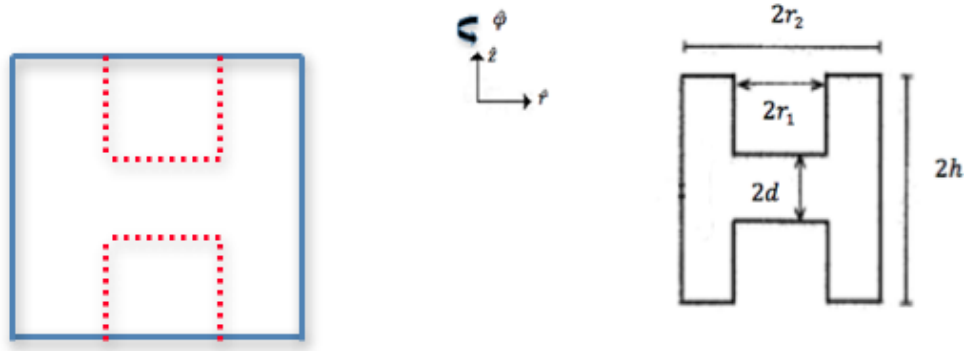
Şekil 1.5 Silindirik RF kavitenin kesit alanı

#### 1.4 İçe Girintili RF Kavite

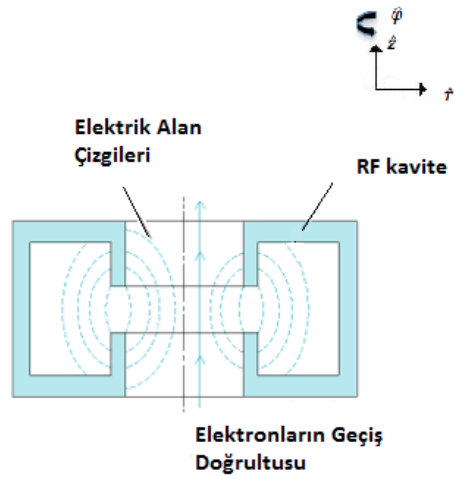
İçe girintili kavite, istenilen frekansların elde edilebilmesi için, aslında silindirik kavitenin belirli yerlerinden içeri doğru bastırılarak yüksekliğinin küçültülmesi ve bu sayede frekanslara daha duyarlı hale gelmesi ile oluşturulmuş rf kavite yapılarıdır (şekil 1.6). Oluşturulan bu yeni yapı için istenilen frekansın elde edilmesi artık silindirik kavitedeki gibi sadece yarıçapa değil kavitenin yüksekliğine de bağlı hale gelmiştir. Bu sebeple silindirik kaviler için analitik yollarla gerçeğe oldukça yakın olarak bulduğumuz sonuçlar içe girintili kavite, istenilen sonuçları sağlamazlar. Bu daha karmaşık ve duyarlı yapıların frekans hesaplamalarının hassas olarak yapılması için nümerik yolların kullanılması gerekir. Nümerik yollar kullanılarak yapılan bu hesaplamalar ne kadar hassas ve gerçeğe yakın olursa kavitenin frekansı o kadar duyarlı olarak belirlenmiş olur. Böylece daha yüksek frekanslarda ve çok daha hassas olarak çalışan bu rf kavite, klaystronların içerisindeki kesikli elektron demetlerinden çok az güç kayıpları ile yüksek enerjili mikrodalgaların üretilmesine olanak verir.



Şekil 1.6 İçe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinin 3 boyutlu gösterimi



Şekil 1.7 İçe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinin kesit alanı



Şekil 1.8 İçe girintili klaystron kavitesinin kesit alanı üzerinde elektrik alan dağılımı

## 1.5 Klaystronun Tarihi Gelişimi

Klaystronlar hakkındaki ilk çalışmalar, Stanford Üniversitesi'nde araştırmacı olan Russell ve Sigurd Varian kardeşlerin 1937 yılında ilk prototipi tamamlamasıyla başlamıştır. Bunu takiben klaystronun mucidi olan Varian kardeşlere 1935 yılında ortaya koydukları hız modülasyonu teorisi ile katkı sağlayan A. Arsenjewa ve Oskar Heil çiftinin verdiği destek ile konuya ait ilk makale 1939 yılında yayınlanmıştır. Bu yıllarda radarlar üzerine yoğun çalışmaları olan Amerika Birleşik Devletleri ve Birleşik Krallıktaki araştırmacıların çalışmalarını büyük ölçüde etkileyen bu yeni buluş büyük bir yankı uyandırmıştır. Varian kardeşler buldukları bu yeni teknolojiyi ticarileştirmek adına radyoterapi uygulamalarında kullanılmak üzere foton elde etmek için yapılan doğrusal (linear) hızlandırıcılarda kullanmışlardır (Varian 1939).



Şekil 1.9 Varian kardeşlerin ilk klaystron kavitesi

Varian kardeşlerin 1939 yılında çıkarmış oldukları makalede de belirtmiş oldukları üzere klaystronun üretiminde fizikçi W. Hansen'in büyük etkisi olmuştur. Hansen tarafından üretilen rezonatöre Varian kardeşler tarafından "rhumbatron" adı verilmiştir. Hansen rezonatörünün analiz çalışmalarında bir hedefe doğru hızlandırılan elektronların yine aynı şekilde yavaşlatılabileceğini ortaya koyarak klaystronların temel çalışma prensibini oluşturan yüklü parçacıkların kinetik



enerjilerinin rezonatör kaviteler içerisinde RF enerjiye dönüştürüldüğünü ortaya koymuştur (Hansen 1939).



Şekil 1.10 W. Hansen ve öğrencileri

İkinci Dünya Savaşı süresince kullanılan radar sistemleri için gereken mikrodalga üretiminin sağlanmasında duyulan ihtiyaç sayesinde klaystronlar kendilerine daha geniş yer bulmuşlardır. Savaş sırasında taraflardan birisi radarlarında kullanmak için gereken mikrodalgaları elde etmek için düşük güçlü ve uzun dalga boylarını üreten klaystronları kullanırken; diğer taraf ise çok daha güçlü fakat farklı bir frekans teknolojisi ile çalışan bir santimetrelik dalga boyuna sahip kavite magnetronunu kullanmıştır.

İkinci Dünya Savaşı'ndan sonra 4 Watt'lık güce sahip klaystronlar Amerika kıtasında uzak aralıklardaki telefon bağlantılarının yapılması ve televizyon ağları ile TV sinyallerinin taşınmasında kullanılmaya başlanmıştır. Yine Amerika'daki bazı telgraf şirketleri 40 mil aralıklarla kurulmuş olan tekrarlayıcı istasyonlarında klaystronları kullanarak noktadan noktaya mikrodalga iletişimi kullanmışlardır. Takip eden yıllarda

parçacık hızlandırıcılarının kurulum ve geliştirilmelerinin hızlanarak dünya'ya yayılmasıyla birlikte farklı kollardan gelişmeye başlayan klaystron teknolojisi de çok yüksek güçlere çıkabilen aletler olarak günümüze kadar gelişerek gelmişlerdir. Günümüzde radar sistemleri ve parçacık hızlandırıcılarında yaygın olarak kullanılan klaystronlar bin Watt güce (kilowatt) ve milyar mertebesinde (GHz) frekanslara kadar çıkabilmektedir.

Klaystronlardan alınan verimin en yüksek seviyede olabilmesi için rezonans frekanslarının hassas olarak belirlenmesi çok büyük önem taşımaktadır. Bunun için RF kavitesinin rezonans frekansının kesin olarak hesaplanması gerekir. Tasarım için çok büyük ve öncelikli bir önem taşıyan bu hesaplama çalışmaları 1930'lu yılların sonlarından günümüze kadar önceleri kağıt üzerinde yapılan yoğun analitik ve nümerik çalışmalarla başlamış olup, daha sonraları bilgisayarların bulunarak yaygınlaşması ve gelişmesiyle birlikte 1970'li yıllardan başlayarak günümüze kadar da bilgisayar programları ile hala sürdürülmüştür. Bunun için, gelişen bilgisayar teknolojisine paralel olarak çok sayıda ticari ve ticari olmayan program geliştirilerek kullanıcıların hizmetine sunulmuş olmakla birlikte; program geliştirme ve iyileştirme çalışmaları hala sürdürülmektedir. Bu programların bazıları Dünya'nın çeşitli hızlandırıcı laboratuvarlarında çalışan araştırmacı ve bilim insanları tarafından geliştirilerek kullanıcıların kullanımına sunulan serbest kodlardır. Bunların yanı sıra; kullanıcı açısından kullanımı çok daha kolay olan, özellikleri ve kapasiteleri iki boyutta çalışanlara göre çok daha fazla olan üç boyutluları da ticari programlar olarak mevcuttur.

1970'li yılların ortalarından bu yana günümüzde de bir çok büyük laboratuvarın ön tasarım çalışmalarını gerçekleştirerek, üzerinde güncelleme ve iyileştirmelerin interaktif olarak hala yeni sürümler dahilinde kullanıcılara Los Alamos Ulusal Laboratuvarı (LANL) tarafından sağlanan en yaygın serbest kod SUPERFISH'tir. SUPERFISH kullanıcılara Kartezyen koordinatlarda kullanım sağlamanın yanı sıra silindirik koordinatlarda simetri özelliğinden yararlanarak da bir çok hesaplamayı gerçekleştirebilme özelliğine sahip olduğu için çok tercih edilen bir kod olma özelliğini hala korumaktadır (Rosenzweig 2003). Özellikle radyo frekans (rf) kavitesi rezonans

frekansı belirleme gibi çok önemli özelliklerinin belirlenerek tasarımın gerçekleştirilebilmesi gibi konularda duyarlılık olarak hesap yapılmasına olanak sağlayan bir programdır (EK 3).

Bu tez çalışması kapsamında SUPERFISH programı ile silindirik koordinatlarda temel mod olarak adlandırılan  $TM_{010}$  modunda belirli bir içe girintili klaystron kavitesi için literatürde analitik olarak elle hesaplanan rezonans frekansları düğüm nokta (node point) sayıları arttırılarak yeniden ve daha duyarlılık olarak hesaplanmıştır.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1 Silindirik Kavite $TM_{010}$ Modu Çözümlemesi

Paket programların tamamı tasarım aşamasında basit geometrili bir problemi doğru olarak çözebilecek şekilde tasarımıları ve denenirler, ayrıca her kullanıcı programın işleyişini görmek için böyle bir kontrolü yapmak zorundadır. Kontrol amaçlı kullanılan silindirik rezonatörün analitik alan çözümlemesini yaparak konuya başlamak ve Maxwell denklemlerini bu arada vermek uygundur.

Maxwell denklemlerini zamana bağlı alan vektörleri yardımıyla serbest yükler ve akımlar içeren maddesel bir ortam için ifade edecek olursak:

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} + \mathcal{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0 \quad (2.4)$$

eşitlikleri kullanılır (Jackson 1999).

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(r, \varphi, z; t) &= \mathbf{E}(r, \varphi, z)e^{-j\omega t} \\ &= [E_r(r, \varphi, z)\hat{r} + E_\varphi(r, \varphi, z)\hat{\varphi} + E_z(r, \varphi, z)\hat{z}]e^{-j\omega t} \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(r, \varphi, z; t) &= \mathbf{H}(r, \varphi, z)e^{-j\omega t} \\ &= [H_r(r, \varphi, z)\hat{r} + H_\varphi(r, \varphi, z)\hat{\varphi} + H_z(r, \varphi, z)\hat{z}]e^{-j\omega t} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Burada denklem (2.1) ve (2.2)'nin rotasyoneli alınırsa

$$\nabla^2 \mathcal{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0 = \nabla^2 \mathbf{E}(r, \varphi, z) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mathbf{E}(r, \varphi, z) = 0 \quad (2.7)$$

$$\nabla^2 \mathcal{H} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial t^2} = 0 = \nabla^2 \mathbf{H}(r, \varphi, z) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mathbf{H}(r, \varphi, z) = 0 \quad (2.8)$$

eşitlikleri elde edilir ve bu son iki bağıntı yalnızca Kartezyen koordinatlarda geçerlidir (Fujisawa 1958). Boşlukta  $\varepsilon_r = 1$  ve  $\mu_r = 1$  olduğu bilinerek;  $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$  alındığında  $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{\varepsilon}$ ,  $\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}$  eşitlikleri ile tanımlanmaktadır. Genel olarak;

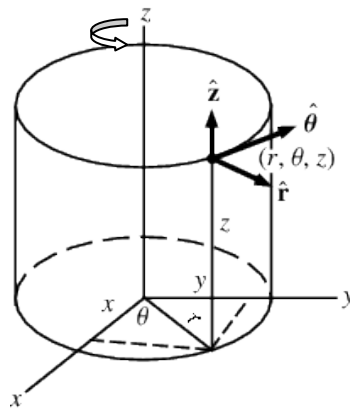
$$\nabla \times \nabla \times \mathcal{H} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.9.a)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathcal{E} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.9.b)$$

denklemleri kullanılmalıdır (Tenenbaum, 2003). Denklem (2.7) silindirik koordinatlar için yazıldığında ve  $z$ 'den bağımsız en alçak modda

$$\nabla_t^2 E_z + k_0^2 E_z = 0 \quad (2.10)$$

şeklini almaktadır (Wille 2000).



Şekil 2.1  $z$  eksenini etrafında dönele simetrik kontrol kavitesi

Şekil 2.1'deki silindirik rf kavite z ekseninde döneldir. Bu nedenle  $\varphi$ 'den bağımsız modlar oluşur.  $\mathbf{E}$  veya  $\mathbf{H}$  denklemi bu şekil için analitik olarak çözülebilir. Bu durumda denklem (2.10)'daki elektrik alan ifadesi

$$E_z(r, z) = R(r)Z(z) \quad (2.11)$$

$$\nabla^2 E_z + k_0^2 E_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_0^2 E_z = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial R}{\partial r} \right) Z(z) + \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} R(r) + k_0^2 R(r) Z(z) = 0 \quad (2.13)$$

şeklini alır (Collin, 2001). Denklem (2.13),  $\frac{1}{ZR}$  ile çarpılırsa,

$$\frac{1}{R} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial R}{\partial r} \right) + k_0^2 + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = 0 \quad (2.14)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte  $\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = -\beta^2 = 0$  olarak alınır

$$\frac{1}{R} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial R}{\partial r} \right) + k_0^2 = 0 \quad (2.15)$$

ve R ile çarpılırsa

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial R}{\partial r} \right) + (k_0^2) R(r) = 0 \quad (2.16)$$

$n = 0$  indisli Bessel diferansiyel denklemi elde edilir. Bu denklemin çözümü ise

$$R(r) = AJ_0(k_0 r) \quad (2.17)$$

şeklinde olmaktadır (Wiedemann 1995).

$z$ 'den bağımsız modlar için  $Z(z) = Az + B$  eşitliğinde  $A = 0$  ve  $Z(z) = B$  olmaktadır.  $B$  değeri keyfi bir değer olarak 1 alınabilir. Böylece denklem (2.11)

$$\mathbf{E}_z(r, z) = \mathbf{E}_z(r)\hat{z} = AJ_0(k_0r)\hat{z} \quad (2.18)$$

halini alır. Silindirik kavitenin duvarlarında ( $r = a$  sınır koşulunda)  $\mathbf{E}_z = 0$  olması sebebiyle Bessel fonksiyonu

$$J_0(k_0a) = J_0(X_1) = 0 \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir (Jarry ve Beneat 2008). Bessel fonksiyonun ilk kökü ise

$$X_1 = k_0a = \frac{\omega}{c}a = 2.40483 \quad (2.20)$$

olarak bulunur. (Talman 2006) Burada  $\omega$  değeri, hızlandırma işleminin yapıldığı  $TM_{010}$  modunun frekansına eşittir ve denklem (2.20)'de görüldüğü gibi yalnızca kavitenin yarıçapına bağlı olup, kavite yüksekliğinden bağımsızdır. Bu sonuç, kavite tasarımındaki frekans, kalite faktörü gibi hassas değerlerin hesaplanmasında büyük önem taşımaktadır.

Silindirik kavitenin frekansı dışında alan değerleri de bulunabilmektedir. Bu eşitlikleri türetmek için denklem (2.18)'den yararlanılır.  $\mathbf{E}_z(r)\hat{z}$ 'den rotasyonel alınırsa,

$$\nabla \times \mathbf{E}_z(r)\hat{z} = \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial \varphi} \hat{r} - \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial r} \hat{\varphi} = i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.21)$$

denklemini elde edilir.

$$H_\varphi \hat{\varphi} = \frac{-1}{i\omega\mu} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial r} \hat{\varphi} = \frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial J_0(k_0r)}{\partial k_0r} \frac{\partial k_0r}{\partial r} = \frac{ik_0}{\omega\mu} J'_0(k_0r) \quad (2.22)$$

$$\mathbf{H}_\varphi(r) = -\frac{ik_0}{\omega\mu} J_1(k_0r) = \frac{-i\omega}{\omega\mu} \sqrt{\epsilon\mu} J_1(k_0r) = -\frac{i}{Z} J_1(k_0r) \quad (2.23)$$

Böylece kontrol kavitesi için frekans eşitlikleri ve  $\mathbf{E}_z$ 'den başlayarak tüm alan değerleri elde edilmiştir. Bunun yanı sıra  $\mathbf{H}_\varphi(r)$  değerinin  $\mathbf{E}_z$ 'den yararlanmadan da bulunabileceğini gösterebiliriz. Denklem (2.2)'nin her iki tarafının rotasyoneli alınır. (Halbach ve Holsinger 1976)

$$\nabla \times \nabla \times \mathcal{H} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathcal{D} + \nabla \times \mathcal{J} \quad (2.24)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (2.25.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.25.b)$$

Sadelik için bu alt kesimin sonuna kadarki anlatımda  $\epsilon_0 = 1$ ,  $\mu_0 = 1$  Gauss birimleri kullanıldığından aşağıdaki Maxwell denklemlerinde  $Z$  empedansı 1 dir,

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\frac{i\omega}{c\mu_0} \mathbf{E} = -ik_0\mathbf{E} \quad (2.26.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{i\omega\mu_0}{c} \mathbf{H} = i\mathbf{H} \quad (2.26.b)$$

Zamana bağlılığın sinüsel olması durumunda  $\mathbf{H}$ 'nin  $\cos \omega t$  ve  $\mathbf{E}$ 'nin  $\sin \omega t$  şeklinde değiştiği varsayılırsa ve  $H_\varphi = H_\varphi(r)$  olarak alınırsa ( $\varphi$ 'ye bağlılık yok) yukarıdaki iki denklemde  $-i$  ve  $i$ 'ler kalkar ve şu şekilde yazılır:

$$\nabla \times \mathbf{E}(r, z) = k_0\mathbf{H}(r, z) + \mathbf{J}^m(r, z) \quad (2.27)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(r, z) = k_0\mathbf{E}(r, z) \quad (2.28)$$

Denklem (2.27)'de sağ tarafa sürücü terim olarak  $\mathbf{J}^m$  manyetik akım yoğunluğu yapay olarak eklenmiştir (Halbach ve Holsinger 1976). Bunun etkisi şu şekilde olmaktadır.



$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H}_\varphi(r, z) = k_0 \nabla \times \mathbf{E} = k_0^2 \mathbf{H}_\varphi(r, z) + k_0 \mathbf{J}_\varphi^m \quad (2.29)$$

$\mathbf{J}_\varphi^m$  in yalnızca z ekseninde veya yakınında yoğunlaştığı varsayılır ve gelecek bölümde ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} H_\varphi + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} \right] \hat{\phi} = k_0^2 H_\varphi \hat{\phi} + k_0 J_\varphi \hat{\phi} \quad (2.30)$$

$$-k_0 J_\varphi = k_0^2 H_\varphi + \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} H_\varphi \quad (2.31)$$

Şimdilik sürücü terimi saymazsak çözüm kolaydır, ve denklem şu hale indirgenir:

$$\frac{\partial^2 H_\varphi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_\varphi(r)}{\partial r} + \left( k_0^2 - \frac{1}{r^2} \right) H_\varphi(r) = 0 \quad (2.32)$$

Bu  $n = 1$  indisli Bessel diferensiyel denklemdir ve  $H_\varphi \approx J_1(k_0 r)$  bulunur, yani  $H_\varphi$ ,  $E_z(r)$ 'nin bulunmasına gerek kalmadan bulunabilmektedir.

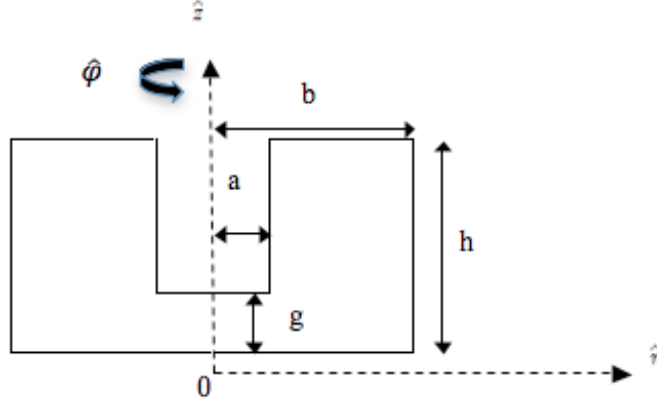
## 2.2 Silindirik Simetrik Kesit Alanı Düzensiz Kaviterler için Yaklaşık Rezonans Frekansı

Analitik yoldan hesaplamalar yaparak silindirik simetrik fakat kesit alanı düzensiz kaviterler için yaklaşık rezonans frekansı ( $\omega$ ) değerini bulmak mümkündür. (Williamson 1976, Jaworski 1978, Tiwari ve Hannurkar 2010). Bu yöntemlerin hepsi az çok birbirine benzer mantık kullandığı için Jaworski (1978)'in ayrıntılarına değinmek istenirse;  $0 < r < a$  aralığına I. Bölge ve ondan sonrasına da II. Bölge dersek, her bir bölgedeki magnetik alanın  $r = a$ 'daki açıklıkta (aperture) yer alan  $\mathbf{E}$  alanına eşdeğer bir  $\mathbf{M}$  manyetik akımı tarafından uyartıldığı varsayımına dayalı olarak;

$$H_\varphi^I(a, z) = \frac{ik}{z} \int_0^g G^I(a, a, z, z') E_z(a, z') dz', \quad a < r < b \quad (2.33.a)$$

$$H_\varphi^{II}(a, z) = \frac{-ik}{z} \int_0^g G^{II}(a, a, z, z') E_z(a, z') dz', \quad 0 < r < a \quad (2.33.b)$$

elde edilir, buradaki  $H^I$  ,  $H^{II}$  değerleri  $r = a$ 'daki açıklığın hemen sağındaki ve solundaki magnetik alan değerleridir. Burada içe girintili gap aralığı  $g$  ve kavite yüksekliği  $h$  olup silindirin iç yarıçapı  $a$ , dış yarıçapı  $b$ 'dir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 Silindirik simetrik rezonans kavitesinin kesit alanı

$G(r, r', z, z')$  iki boyutta silindirik koordinatlar için Helmholtz işlemcisinin Green fonksiyonu,

$E_z(a, z')$   $r = a$  yüzeyinin elektrik alanının tanjant bileşeni,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  boş uzayın dalga sabiti,

$Z$  boş uzayın empedansı olmak üzere;

$$G^I(a, a, z, z') = -\frac{1}{h} \left[ G_0^I + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos\left(\frac{m\pi z}{h}\right) \cdot \cos\left(\frac{m\pi z'}{h}\right) G_m^I \right] \quad (2.34.a)$$

$$G_m^I \begin{cases} \frac{J_1(va)Y_0(vb) - Y_1(va)J_0(vb)}{v[J_0(va)Y_0(vb) - Y_0(va)J_0(vb)]} , & k > m\pi/h \\ \frac{I_1(va)K_0(vb) - K_1(va)I_0(vb)}{v[I_0(va)K_0(vb) - K_0(va)I_0(vb)]} , & k < m\pi/h \end{cases}$$

$$v = \sqrt{|k^2 - (m\pi/h)^2|} , \quad m = 0,1,2 \dots$$

$J_n(x)$  ve  $Y_n(x)$  sırasıyla birinci ve ikinci tip Bessel fonksiyonu ve  $I_n(x)$  ve  $K_n(x)$ 'de yine sırasıyla birinci ve ikinci tip modifiye Bessel fonksiyonlarıdır. Benzer şekilde,

$$G_n^{II} \begin{cases} \frac{J_1(ua)}{uJ_0(ua)} , & k > n\pi/g \\ \frac{I_1(ua)}{uI_0(ua)} , & k < n\pi/g \end{cases}$$

$$u = \sqrt{|k^2 - (n\pi/g)^2|} , \quad n = 0,1,2 \dots$$

olmak üzere;

$$G^{II}(a, a, z, z') = \frac{1}{g} \left[ G_0^{II} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi z}{g}\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi z'}{g}\right) G_n^{II} \right] \quad (2.34.b)$$

olarak yazılır.

R işlemcisinin çekirdeği aslında Green fonksiyonu olduğu için burada kısa bir işlemci notasyonu tanımlamak uygun olacaktır. Bunun için  $\chi(a, z)$  fonksiyonu  $z \in (0, g)$ ' de tanımlı keyfi bir fonksiyon olarak alındığında

$$R\chi(a, z) = \frac{ik}{z} \int_0^g G^I(a, a, z, z') \chi(a, z') dz' \quad (2.35)$$

olarak yazılır.

Denklem (2.33.a) ve (2.33.b) daha basit olarak yazılmak istenirse

$$H_\varphi^I(a, z) = R^I E_z(a, z) \quad (2.36.a)$$

$$H_\varphi^{II}(a, z) = -R^{II} E_z(a, z) \quad (2.36.b)$$

şeklinde ifade edilir.

Rezonans koşulu sınırlarda manyetik alan üzerindeki süreklilik koşulunu takiben

$$H_\varphi^I(a, z) - H_\varphi^{II}(a, z) = 0 \quad (2.37)$$

şeklinde ya da

$$\begin{aligned}
F_z &= H_\phi^I(a, z) - H_\phi^{II}(a, z) \\
&= R^I E_z(a, z) + R^{II} E_z(a, z)
\end{aligned} \tag{2.38}$$

olarak verildiğinde daha öz bir ifade ile

$$F_z = 0 \tag{2.39}$$

olarak yazılır.

$\omega'$  yı belirlemede kullanılan denklem (2.39)'daki koşulun açıklık çizgisi üzerinde (0,g) aralığındaki tüm z noktalarında sağlanması gerekir. Denklem (2.39)'un sonsuz sayıdaki

$$\int_0^g F_z \psi_j(z) dz = 0, \quad j = 0, 1, 2, \dots \tag{2.40}$$

denklem takımına eşdeğer olduğu kolayca gösterilebilir. Burada  $\psi_j(z)$  fonksiyonları (0,g) aralığında tam ortonormal bir baz oluştururlar. Denklem (2.38)'in denklem (2.40)'a yerleştirilmesi sonucu, denklem (2.39)'daki rezonans koşulu

$$(R^I E_z, \psi_j) + (R^{II} E_z, \psi_j) = 0, \quad j = 0, 1, 2, \dots \tag{2.41}$$

ile verilen sonsuz sayıdaki denklem takımına eşdeğerdir. Burada (u,v) yazımı  $\int_0^g u(z)v(z)dz$  skaler çarpımını gösterir.  $E_z$ 'nin  $z = a$ 'daki değeri hakkında başka bir bilgiye gereksinim olmaksızın, z nin parçalı, sürekli bir fonksiyonu olması ve

$$E_z(a, z) = \sum_{i=0}^{\infty} c_i \psi_i(z) \tag{2.42}$$

şeklinde bir seriye açılabilir olması yeterlidir. Denklem(2.42)'nin denklem (2.41)'de yerine konulmasıyla

$$\sum_{i=0}^{\infty} c_i [(R^I \psi_i, \psi_j) + (R^{II} \psi_i, \psi_j)], \quad j = 0, 1, 2, \dots \tag{2.43}$$

sonsuz türdeş doğrusal denklem sistemi elde edilir.  $c_i$ 'ler için sıfır olmayan bir çözüm yalnızca kare parantez içindeki ifadeden oluşturulan determinantın sıfır olması halinde olanaklıdır. Böylece, kök bulma denkleminin son hali olarak

$$\det[W] = 0 \quad (2.44)$$

yazılır. Burada  $[W]$  matrisinin elemanları

$$\omega_{ij} = \omega_{ji} = (R^I \psi_i, \psi_j) + (R^{II} \psi_i, \psi_j), \quad i, j = 0, 1, 2 \dots \quad (2.45)$$

ile verilir. Uygulamada denklem (2.44), hem denklem (2.41) ve hem de denklem (2.42)'deki seri belirli bir  $i, j = n$  değerinde kesilerek yaklaşık olarak çözülür. Böylece, matris boyutu gittikçe genişletilerek  $n = \infty$  için doğru sonuca yaklaşan değerler dizisi şeklinde çözüm elde edilir. Analitik hesaplamalarda frekans hesabının duyarlılığını artırmanın bir yolu böylece karşımıza çıkar.

### 2.3 Klaystron Kavitesi için Yaklaşık Olarak Rezonans Frekansının Bulunması

İçe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinin rezonans frekans hesabı yapılırken Maxwell denklemleri analitik olarak yapılan hesaplamalarda genel çözümler sunmadığı için burada bazı kolaylıklar sağlayan yaklaşımlar kullanmak hesaplamaları belirli bir hata payı ile mümkün kılmaktadır.

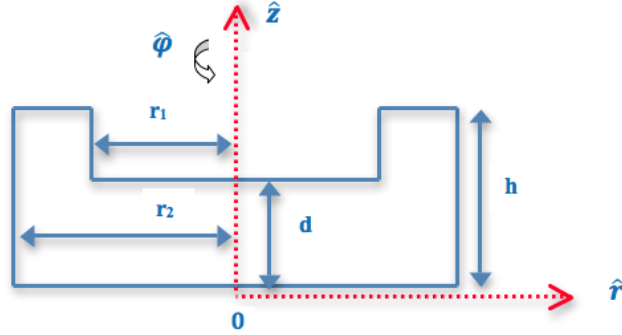
Silindirik bir kavitenin rezonans frekansı denklem (2.20) kullanılarak elde edilebilir. İçe girintili klaystron kavitesinin aralık kısmı çok dar ise  $2\pi h = 1$  olacağı için burada şekil 2.3'teki gibi dar aralıklı bir kavite için rezonans frekansı

$$f_0(h) = \frac{z_{01}c}{2\pi r_2} \frac{\sqrt{d/h}}{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}} \quad (2.46)$$

olur (Tiwari ve Hannurkar 2010). Bu iki denklemin birbirine dönüşümünü kullanarak içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için rezonans frekansı bulunmak istenirse

$$f_0(h) = \frac{\sqrt{2}c}{2\pi r_2} \frac{1-e^{v\sqrt{d/h}}}{1-e^{-v}} \quad (2.47)$$

parametrik genel denklemini elde edilir.



Şekil 2.3 İç girintili klaystron kavitesinin şematik gösterimi

Bu eşitlikte  $v$  niceliği kavite boyutlarına bağlı bir parametre olarak tanımlanmıştır, fakat  $d/h$  oranına bağlılığı çok zayıftır. Denklem (2.47)'de  $d/h = 1$  olduğunda silindirik kavite rezonans koşulu da sağlanmış olmaktadır. Buradan da görüleceği üzere denklem (2.47) iç girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinde rezonans frekansının elde edilmesinde çalışan genel bir denklemdir.

$v\sqrt{d/h} \ll 1$  limitinde denklem (2.47)'nin pay kısmı  $v\sqrt{d/h}$ 'ye indiregenecektir. Buradan yola çıkarak denklem (2.47) ve (2.48) kullanıldığında  $v$  değerini bulmak için  $a = \sqrt{d/h}$  alınarak aşağıdaki denklem tanımlanır.

$$\frac{a(1-e^{-v})}{1-e^{-va}} = \frac{z_{01}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}}{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (2.48)$$

Burada  $a$  değeri küçük bir değer olarak sabit tutulup  $v$  değerinin  $a$ 'ya bağlılığı çok az kabul edilerek  $v$  değerinin bulunmasına olanak sağlanmış olur. Bunun için denklem (2.48)'de  $v$  değeri dışında bütün değişkenler sabit tutulup  $v$ 'ye göre türev alınacak olursa

$$ae^{-v} = \frac{az_{01}e^{-va} \sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}}{\sqrt{2} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (2.49)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik biraz daha sadeleştirilecek olursa

$$e^{v(1-a)} = \frac{\sqrt{2}}{z_{01}} \frac{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}} \quad (2.50)$$

şeklinde yazmak mümkündür.  $v$  değerini elde etmek için denklem (2.50) logaritmik tabanda yazılarak yeniden düzenlendiğinde

$$v = \frac{1}{1-a} \ln\left(\frac{\sqrt{2}}{z_{01}} \frac{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}}\right) \quad (2.51)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin integrali alınırsa

$$\frac{v^2}{2} = \frac{v}{1-a} \ln\left(\frac{\sqrt{2}}{z_{01}} \frac{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}}\right) + C \quad (2.52)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $C$  integral sabitidir. Denklem (2.48)'den açıkça görüleceği üzere  $v = 0$  olma koşulu bu eşitliğin çözümünü sağlamaktadır. Denklem (2.52)'de bunu sağlayabilmenin yolu  $C = 0$  olma koşuludur. Böylece eşitlik

$$v = \frac{2}{1-a} \ln\left(\frac{\sqrt{2}}{z_{01}} \frac{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}}\right) \quad (2.53)$$

halini alır. Bu eşitlikte de  $a$  çok küçük bir değer alınacak olursa

$$v \cong 2 \ln\left(\frac{\sqrt{2}}{z_{01}} \frac{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}}\right) \quad (2.54)$$

olarak bulunur. Burada bulunan  $\nu$  değeri denklem (2.47)' de yerine konulduğunda ie girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için rezonans frekans hesabı belirli bir hata payı ile analitik olarak yapılmış olur.



### 3.MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1 SUPERFISH Rezonans Frekansı Hesabı

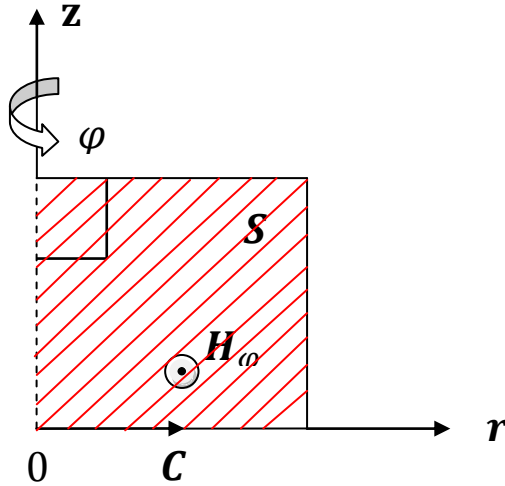
Sürücü  $\omega \rightarrow \omega_0$  rezonans frekansı yakınında bir frekansla sistemi sürmesi halinde alan genlikleri gittikçe artacağından, gerçekte  $\omega = \omega_0$  için sonsuz olacaklarından, bu özellikten yararlanılarak  $\omega_0$  rezonans frekansını bulmaya yarayan bir yöntem uygulanır (Halbach ve Holsinger 1976).

$$D(k^2) = k^2 \frac{\int E^2 dv}{\int H^2 dv} - k^2 = \frac{2\pi r_1 h_1 I_1(k^2)}{\int H^2 dv} \quad (3.1)$$

şeklinde tanımlanan  $D(k^2)$  veya  $I_1(k^2)$  niceliği için, rezonansta

$$D(k^2) = 0 = I_1(k^2) \quad (3.2)$$

koşulunun sağlanması istenir.  $D(k^2) = 0$  aslında sistemde depolanan elektrik enerjisinin manyetik enerjiye eşit olduğu durumu ifade eder (Halbach ve Holsinger 1987).



Şekil 3.1 Silindirik kavitenin dörtte bir kesit alanı

SUPERFISH programının yapımcıları Halbach ve Holsinger şekil 3.1'deki gibi dikdörtgenel bir bölgede sonlu farklar yöntemini oluşturmak için daha önce Kuramsal Temeller bölümünde açıklanan (Winslow 1997) yönteminin biraz değişik halini kullanılmıştır. Buna göre

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H}_\varphi(r, z) = k_0 \nabla \times \mathbf{E} = k_0^2 \mathbf{H}_\varphi(r, z) + k_0 \mathbf{J}_\varphi^m \quad (3.3)$$

sürücülü vektörel Helmholtz denklemi ile işe başlanır.  $\mathbf{H}_\varphi = H(r)(-\hat{\varphi})$  alınarak her iki tarafın S yüzeyi üzerinden integrali alınır

$$\int_S (\nabla \times \nabla \times \mathbf{H}_\varphi) \cdot d\mathbf{S} = \oint_C (\nabla \times \mathbf{H}_\varphi) \cdot d\mathbf{l} = k_0^2 \int_S \mathbf{H}_\varphi \cdot d\mathbf{S} + k_0 \int_S \mathbf{J}_\varphi^m \cdot d\mathbf{S} \quad (3.4)$$

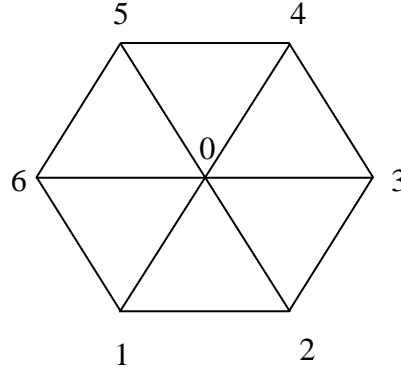
şeklinde olur.

$$\nabla \times H_\varphi(-\hat{\varphi}) = \frac{\partial H}{\partial z} \hat{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH) \hat{z} = -\frac{\partial H}{\partial r} \hat{z} + \frac{\partial H}{\partial z} \hat{r} - \frac{H}{r} \hat{z} \quad (3.5)$$

Bu denklem,  $d\mathbf{S} = -\hat{\varphi} dS$  ve  $d\mathbf{l} = \hat{r} dr + \hat{z} dz$  eşitlikleri kullanılarak denklem (3.4)'de yerine yazılacak olursa,

$$\sum_{i=1}^N \oint_{c_i} \left\{ -\frac{\partial H}{\partial r} \hat{z} + \frac{\partial H}{\partial z} \hat{r} \right\} \cdot d\mathbf{l} - \sum_{i=1}^N \oint_{c_i} \frac{1}{r} H \hat{z} \cdot d\mathbf{l} = k_0^2 \sum_{i=1}^N H_i(0) \cdot A + k_0 \sum_{i=1}^N I_i \quad (3.6)$$

S yüzeyinin N adet dodecagon (altıyüzeyle) bölgeye ayrıldığı düşünülürse yüzey integrallerinin her biri bu küçük bölgeler üzerinden ve çizgi integralleri de bunların kenarları boyunca alınıp N üzerinden toplam alınabilir.



Şekil 3.2 S yüzeyinin altıyüzeyle bölgeye ayrılmış hali

$N=1$  bölgesinin merkezi  $O$  harfiyle gösterilirse  $H(r)$  değişkeninin değişik mesh (ızgara) noktalarındaki değerleri  $H_0, H_1, H_2, H_3, H_4, H_6$  olur.  $I_i = J_i^m(0)A$  ise,  $i$  noktası merkezli  $A$  alanından geçen sürücü akımdır. Genelde bir tek noktada sürücü akımının varlığı kabul edilir. Denklem (3.6),  $H$ 'nin bu ayrı noktalarındaki değerlerini birbirine bağlayan  $N \times N$  boyutlu ve türdeş olmayan bir matris denklemi şeklinde yazılabilir.

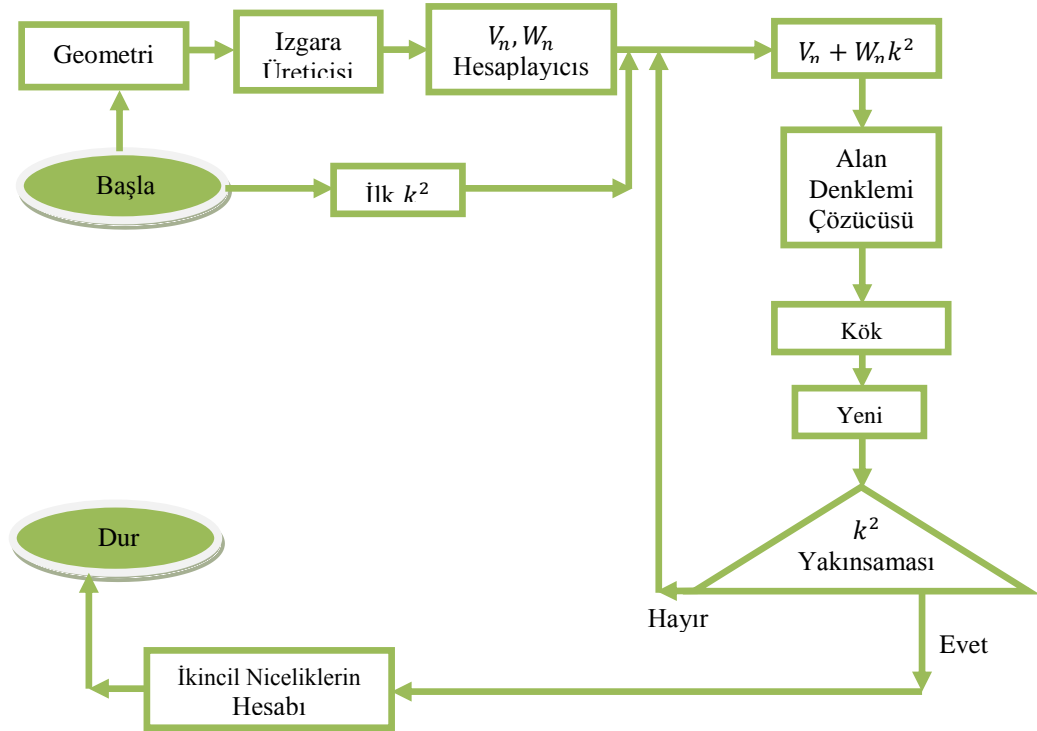
$$AH = G \quad (3.7)$$

Burada,  $H$  boyutu  $N \times 1$  olan bilinmeyen sütun vektör,  $G$  ise  $N \times 1$  boyutlu ve sürücü manyetik akım yoğunluğunun var olduğu kabul edilen noktalardaki değeri ile ilgili bilinen bir sütun vektördür.

$A$  matrisi seyrek (sparse) yapılıdır ve bir satırı veya sütununda en fazla 6 elemanı sıfırdan farklıdır. Diğerleri sıfırdır, ayrıca simetrik ve gerçeldir.  $A$  matrisinin köşegen elemanları bilinmeyen bir değer olan  $k_0^2$ 'yi yani  $\omega^2/c^2$ 'yi içermektedir. Bu sebeple, denklem (3.7)'un çözümünde doğrudan çözüm yönteminin kullanımı tercih edilmiştir. Sistem sınırı üzerindeki ızgara noktalarında  $H_i = 0$ 'dır. Mantıksal ızgara noktaları (logical mesh point) düzgün bir dikdörtgen alanının tamamını kaplayacak şekilde  $r, z$  dik eksenleri boyunca tanımlanmıştır. Sistem sınırları dışındaki noktalara dış noktalar (exterior points) denmektedir ve bu noktalardaki alan değerleri de  $H_i = 0$  olarak matris denklemine dahil edilir. Gaussian eleme yöntemiyle denklemin (3.7) üst üçgensel (upper triangular) forma getirilir ve  $H$  vektörünün en son elemanı  $H_N$  bulunur. Daha

sonra bu değer, bir önceki denklemde yerine konularak  $H_{N-1}$  bulunur. Böylece tüm  $H_i$  değerleri geriye doğru koyma (back substitution) denilen yöntemle belirlenmiş olur. Eksenden ayrık ( $n_1$  gibi) bir noktada sürücü bir manyetik akımın varlığı yapay olarak kabul edildiğinde denklem (3.7)'in türdeş olmaktan çıkıp türdeş olmayan bir denklem haline dönüştüğü daha önceden belirtilmişti. Sürücü akım koymak yerine o noktadaki alan değerine keyfi bir değer, örneğin  $H_{n_1} = 1$  atanabilir. Sürücü akımın da etkisi zaten o noktadaki alanı belirli bir değerde tutmaya çalışmaktır.

Bu durumda o nokta için yazılan fark (difference) denkleminin matris denkleminde çıkarılması gerekir. Bunun için A matrisinin  $n_1$ . satırındaki ve  $n_1$ . sütunundaki tüm elemanları sıfırlanır, yalnızca  $A_{n_1 n_1} = 1$  bırakılır. G sütun vektöründe  $n_1$ . eleman 1 olarak yazılır, diğer elemanlar ise  $-A_{in_1}$  sütun vektörüne eşit alınır. Böylece bulunan H alanı çözümünden denklem (3.2)'teki  $D(k^2)$  ve  $I_1(k^2)$  hesaplanarak  $k^2$  kökünün bulunması için şekil 3.4'teki akış diyagramındaki döngüye girilir. Bulunan  $k^2$  yeterince belirli bir değere yakınsanmışsa, örneğin  $|k_{n+1}^2 - k_n^2|/k_n^2 < \epsilon$ , ve genelde  $\epsilon \approx 10^{-5}$  gibi küçük bir sayı seçilerek döngüden çıkılır. O anki  $H_i$  alan değerleri gerçek kabul edilir ve (elektrik alan  $E_i$ , Q gibi) diğer niceliklerin hesabına geçilir.



Şekil 3.3 SUPERFISH programının akış diagramı

### 3.2 SUPERFISH Programı ile Rezonans Frekansının Elde Edilmesinde Kullanılan Komutlar

Diğer önemli ve değinilmesi gereken bir konu ise SUPERFISH programı ile yapılan bu çizim ve hesaplamaların programa doğru olarak tanımlanmasıdır. Komutların doğru ve sıralı olarak tanımlanması programın en üst düzeyde çalışmasına olanak sağlamanın yanı sıra gerekli detaylandırmanın yapılmasını da mümkün kılmaktadır. Bu sayede hesaplamaların gerçeğe en yakın şekilde ve doğru olarak yapılmasına olanak sağlanır. Bu nedenlerden dolayı bu teze konu olan içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinin rezonans frekansı hesaplamalarında kullanılan SUPERFISH program komutları açıklamaları ile birlikte aşağıda verilmektedir.

#### **reg kprob:**

Bu komuta “1” değeri atanarak sonlu farklar yöntemi kullanılarak problemin çözümün yapılması istendiği belirtir.

#### **icylin:**

Bu komuta “0” değeri atanması durumunda program Kartezyen koordinatlarda, “1” değerinin atanması durumunda ise silindirik koordinatlarda hesaplama yapar.

#### **dx:**

Yatay doğrultudaki ızgara aralıklarının boyutunun belirlenmesini sağlar. Programın yaptığı hesaplamaların alt ve üst limitlerine göre ayarlanabilir bir nicelik olması açısından hesaplamalarda esneklik sağlayan bir komuttur.

#### **dy:**

Dikey doğrultudaki ızgara aralıklarının boyutunun belirlenmesini sağlar. Yine “dx” komutu gibi programın yaptığı hesaplamaların alt ve üst limitlerine göre ayarlanabilir bir nicelik olması açısından hesaplamalarda esneklik sağlayan bir komuttur.

**freq:**

Kavitenin rezonans frekansı değerini belirtmek için kullanılır. Megahertz (MHz) mertebesinde olan bir niceliktir.

**xdri:**

Sürücü noktanın yatay eksenindeki koordinatını belirtmek için kullanılır.

**ydri :**

Sürücü noktanın dikey eksenindeki koordinatını belirtmek için kullanılır.

**conv;**

Hesaplamaların hangi ölçüm sistemi kullanılarak yapılacağını belirlemek için kullanılan komuttur. Örneğin; bu değere “2.54” değeri atanarak birimler CGS sistemindeki “inch” cinsinden ya da “1.0” değeri atanarak metrik sistemdeki santimetre cinsinde yapılabilir.

**po x:**

Problem geometrisi tanımlanırken yatay yöndeki koordinat değerlerinin girilerek istenilen şeklin oluşturulmasını sağlar.

**po y:**

Problem geometrisi tanımlanırken dikey yöndeki koordinat değerlerinin girilerek istenilen şeklin oluşturulmasını sağlar.

**3.3 SUPERFISH Programında Kullanılan Izgaralama Yöntemi**

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = k_0^2 \mathbf{H} + k_0 \mathbf{J}^m \quad (3.8)$$

Denklem (3.8), vektörel Helmholtz denkleminin sağ tarafa  $J^m$  sürücü magnetik akımının eklenmiş halidir.

$$\mathbf{H} = H_\varphi(r, z)\hat{\varphi} \text{ ve } \mathbf{J}^m = J_\varphi\hat{\varphi} \text{ alırsak}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times H_\varphi \hat{\phi} = -\hat{r} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \hat{z} \quad (3.9)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \left[ -\hat{r} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_\varphi - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \right) \right] \hat{\phi} = - \left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \right\} H_\varphi \hat{\phi} \quad (3.10)$$

sonuçta denklem (3.8) şu hale gelir:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_\varphi(r, z) = -k_0^2 H_\varphi(r, z) - k_0 J_\varphi - \frac{1}{r^2} H_\varphi(r, z) \quad (3.11)$$

Bu denklemin sağ kısmında  $r, z; x, y$  Kartezyen koordinatlarına benzetildiğinde  $\nabla^2 H_\varphi(x, y) = \nabla^2 H_\varphi(r, z) = \nabla \cdot (\nabla H_\varphi(r, z))$  gibidir. O halde denklem (3.11)  $H_\varphi(r, z) = \phi(x, y)$  alınarak yeniden yazılırsa

$$\nabla(\nabla\phi) = -k_0^2 \phi(x, y) - \frac{1}{r^2} \phi(x, y) - k_0 J_\varphi \quad (3.12)$$

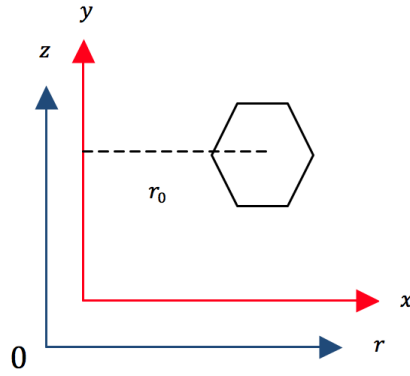
eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin her iki yanının şekil 2.4'teki  $S_1$  yüzeyi üzerinden integrali alınırsa,

$$\int_{S_1} \nabla(\nabla\phi) ds = \oint_{c_1} (\nabla\phi) \cdot \hat{n} dl = -k_0^2 \int_{S_1} \phi ds - \int_{S_1} \frac{\phi}{r^2} ds - k_0 \int_{S_1} J_\varphi ds \quad (3.13)$$

denklem (3.13)'teki ifade elde edilir. (Sol baştaki integral için iki boyutta Green özdeşliği (teoremi) kullanılmıştır.) Burada  $\hat{n}$ ; çizgiye dik dışa doğru yönelmiş normal birim vektördür,  $dl$  ise çizgi uzunluğu elemanı olup pozitifdir. Bu nedenle  $c_1$  çizgi integrali alınırken yönün herhangi bir önemi yoktur. Hangi yönden dolanırsak dolanalım sonuç aynıdır.

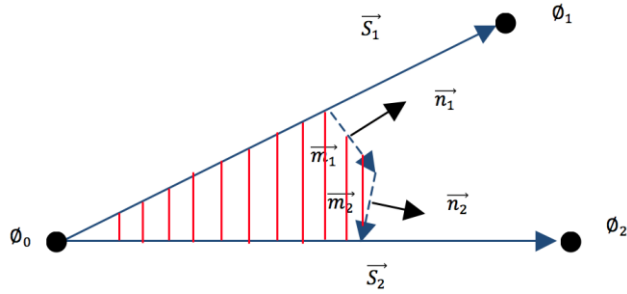
Denklem (3.13)'de sağdaki ilk integral hesaplanırsa  $\int_{S_1} \phi ds = \phi(0) \int_{S_1} ds = \phi(0) s_1$ , üçüncü integral hesaplanırsa  $\int_{S_1} J_\varphi ds = I(0)$  sonuçları elde edilmektedir. Burada  $\phi(0)$ ,  $s_1$ 'in tam ortasındaki ızgara değerine ait olan değerdir ve kısalık için  $\phi(0)$  ile gösterilir.

$I(0)$  ise 0 no'lu ızgara noktasına atfedilen toplam akımdır. Akım her yerde yoktur, akımın olmadığı noktalarda bu sürücü terim sıfırdır. Sağdaki ikinci integralin hesabı zorluk yaratabilirse de,  $r = 0$ 'dan yani  $z$  ekseninden uzak olduğumuz sürece fazla bir sorun yoktur. Ortalama bir değer olarak  $\int_{s_1} \frac{\phi}{r^2} ds = \frac{\phi(0)}{r_0^2} s_1$  alınabilir. Burada  $\phi(0) = \phi_0$ ,  $s_1$ 'in tam ortasındaki ızgara noktasının alan değeri ve  $r_0$  ise bu noktanın  $z$  ekseninden olan uzaklığıdır.



Şekil 3.4  $r - z$  koordinatlarındaki ızgaralamanın  $x - y$  koordinatlarındaki ızgaralama ile karşılaştırılması

Ayrıca,  $\mathbf{m}_l^\dagger \perp \mathbf{m}_l$  ve  $\hat{\mathbf{n}}_1 \sim \mathbf{m}_1^+$ ,  $\mathbf{m}_1 \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{m}_1^+$  ile tanımlanmaktadır. Şimdi,  $c_1$  üzerinden alınan çizgi integraline bakılacak olursa,  $\nabla \phi = \mathbf{F}$  alındığında integral  $\oint_{c_1} \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{n}} dl$  şeklinde olacaktır.



Şekil 3.5 Çizgi integrali alımı için gösterim (Winslow 1997)



Yalnızca  $\mathbf{m}_1$  ve  $\mathbf{m}_2$  kısımları üzerinden olan integral katkıları hesaplandığında, diğerleri de benzer şekilde hesaplanabilir. (Yani,  $i = 1$  için hesaplama yapılıyor demektir.)

$$R_{i+\frac{1}{2}} = \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}}(\mathbf{m}_1^+ + \mathbf{m}_2^+) = \frac{1}{2} \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}}(\mathbf{s}_{i+1}^+ - \mathbf{s}_i^+) \quad (3.14)$$

Denklem (3.14)'deki  $\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}}$

$$\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}} = \nabla \varphi_{i+\frac{1}{2}} = \frac{(\varphi_i - \varphi) \mathbf{s}_{i+1}^+ - (\varphi_{i+1} - \varphi) \mathbf{s}_i^+}{\mathbf{s}_i^+ \cdot \mathbf{s}_{i+1}^+} \quad (3.15)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Her iki taraf  $\mathbf{s}_i$  ile çarpılarak

$$\mathbf{s}_i \cdot \nabla \varphi_{i+\frac{1}{2}} = \varphi_i - \varphi \quad (3.16)$$

bağıntısı bulunur. Bu bağıntı dikkate alınarak denklem (3.14)'teki işlem  $i=1 \dots 6$ 'ya kadar toplanırsa

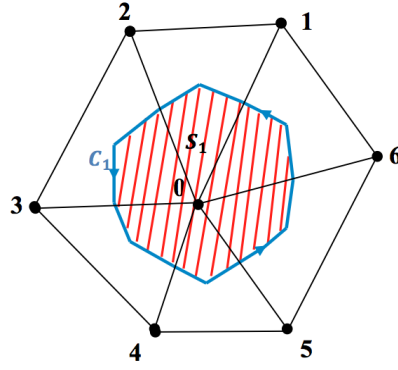
$$R = \sum_{i=1}^6 R_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \frac{(\varphi_i - \varphi) \mathbf{s}_{i+1}^+ \cdot (\mathbf{s}_{i+1}^+ - \mathbf{s}_i^+)}{\mathbf{s}_i^+ \cdot \mathbf{s}_{i+1}^+} - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \frac{(\varphi_{i+1} - \varphi) \mathbf{s}_i^+ \cdot (\mathbf{s}_{i+1}^+ - \mathbf{s}_i^+)}{\mathbf{s}_i^+ \cdot \mathbf{s}_{i+1}^+} \quad (3.17)$$

$$R = \frac{1}{2} \sum_i \left[ \frac{\mathbf{s}_{i+1}^+ \cdot (\mathbf{s}_{i+1}^+ - \mathbf{s}_i^+)}{\mathbf{s}_i^+ \cdot \mathbf{s}_{i+1}^+} - \frac{\mathbf{s}_{i-1}^+ \cdot (\mathbf{s}_{i-1}^+ - \mathbf{s}_i^+)}{\mathbf{s}_{i-1}^+ \cdot \mathbf{s}_i^+} \right] (\varphi_i - \varphi) \quad (3.18)$$

$$R = \frac{1}{2} \sum_i \left[ \frac{\mathbf{s}_{i+1}^+ \cdot (\mathbf{s}_{i+1}^+ - \mathbf{s}_i^+)}{\mathbf{s}_i^+ \cdot \mathbf{s}_{i+1}^+} - \frac{\mathbf{s}_{i-1}^+ \cdot (\mathbf{s}_{i-1}^+ - \mathbf{s}_i^+)}{\mathbf{s}_{i-1}^+ \cdot \mathbf{s}_i^+} \right] (\varphi_i - \varphi) = \sum_i w_i (\varphi_i - \varphi) \quad (3.19)$$

denklemleri elde edilir.

(Denklem (3.19)'u elde ederken pay kısmında  $\mathbf{s}_{i+1}^+ \cdot \mathbf{s}_{i+1}^+ = \mathbf{s}_{i+1} \cdot \mathbf{s}_{i+1}$  olarak kullanılmıştır.)



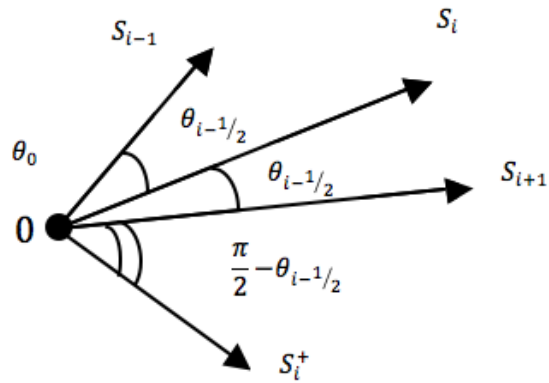
Şekil 3.6 Düzensiz üçgenel ızgara ve ikincil altıgen

Seçilmiş bir ızgara noktası için sonlu farklar denklemindeki katsayıların analitik olarak hesabı için gereken denklem olarak denklem (3.13)'in son hali

$$\sum_{i=1}^6 w_i(\varphi_i - \varphi) = -k_0^2 \varphi_0 s_1 - \frac{\varphi_0}{r_0^2} s_1 - k_0 I_0 \quad (3.20)$$

olarak bulunur. Buradaki  $w_i$ ; çiftlenim (coupling) katsayıları olarak bilinmektedir ve şekil 3.7'deki açılar cinsinden şu şekilde verilir.

$$w_{i0} = w_{0i} = w_i = \frac{1}{2} \left( \cotg \theta_{i+\frac{1}{2}} + \cotg \theta_{i-\frac{1}{2}} \right) \quad (3.21)$$

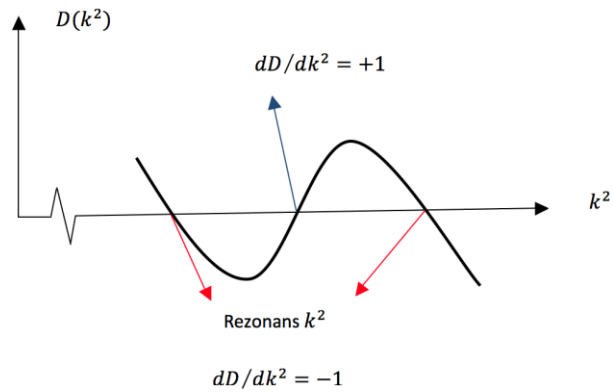


Şekil 3.7 Düzensiz üçgenel ızgara için açı tanımları

### 3.4 SUPERFISH Programı ile RF Alan Hesaplamaları ve Kök Bulma

SUPERFISH programının çalışma ve hesaplama prensiplerine sırasıyla bakıldığında; ilk olarak, istenilen geometri FORTRAN yazım dili kullanılarak SUPERFISH komut giriş dosyası ile programa tanıtılır. İkinci sırada, belirlenen bu geometri için en doğru hesaplamaların yapılabilmesi için yukarıda bahsedilen en uygun ızgaralama sisteminin geometriye yerleştirilmesi işlemi gelmektedir. Bu işlem için yatay ve dikey doğrultudaki düğüm noktalarının aralıkları ayrı ayrı belirlenerek programa tanıtılır. Daha sonra bu düğüm noktaları ile oluşturulan üçgen ızgaralama sistemine dayanarak elektrik ve manyetik alanların büyüklük ve yönelimleri belirlenerek geometrinin elektromanyetik alan haritası elde edilmiş olur.

Son olarak, bu teze konu olan belirlenen bir geometri için rezonans frekansı  $D(k^2)$  değerinin hesaplanabilmesi için sağlanması gereken iki koşuldan kısaca bahsedilmiştir. (EK 1). Bunlardan ilki fonksiyonun kökünün 0' a eşit olması, ikincisi ise fonksiyonun eğiminin  $-1$  olması koşuludur. Başka bir deyişle, fonksiyonun negatif eğime sahip olduğu bölgede yatay ekseni kestiği değer bu geometri için rezonans frekansının değerini vermektedir. Burada frekansa karşılık gelen dalga sayısı  $k = \omega/c = 2\pi f/c$  olarak ifade edilir (Halbach ve Holsinger 1976). Bu iki rezonans koşulunun da sağlanmış olduğu rezonans frekansının dalga katsayısına bağlı olarak ifade edildiği grafik aşağıda verilmektedir (Şekil 3.8).



Şekil 3.8 Rezonans Frekansının dalga katsayısına bağlı olarak grafiksel gösterimi

#### 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Sonlu farklar (finite difference, FD) veya sonlu elemanlar (finite elements FE) yöntemine dayalı olarak geliştirilmiş sayısal çözümleme programlarıyla iş yaparken ilk önce programın doğru çalışıp çalışmadığı analitik çözümü bilinen basit geometrili bir probleme uygulanarak denenir (Brighi vd. 1997, Sadiku 2001). Bunun için Bulgular ve Tartışma kısmında SUPERFISH programı silindirik bir kavite için  $TM_{010}$  modu üzerinde denenmiş ve analitik olarak hesaplamalar ile uyusan son derece yaklaşık sonuçlar verdiği görülmüştür (Halbach ve Holsinger 1976). Silindirik kavite için elde edilen bu sonuç doğrultusunda artık programın daha farklı geometriler için de doğru çalışacağı böylece gösterilmiş olmaktadır. Bu sayede SUPERFISH programı ile artık iç girintili ve dar aralıklı klaystron kaviteleri için rezonans frekans hesaplamalarının da yapılarak elde edilen sonuçların analitik hesaplamalarla ve deneysel bulgularla kıyaslanmasına olanak sağlanmış olacaktır.

##### 4.1 Kontrol Kavitesi için Rezonans Frekans Değerinin Analitik ve Nümerik Sonuçları

Programın doğru çalışıp çalışmadığını denemek için rezonans frekansı analitik olarak hesaplanmış ve denklem (2.20) ile verilen silindirik kavite için hesaplamalar yapılmıştır. Uzunluğu (h) 60 cm ve yarıçapı (a) 88 cm (Halbach ve Holsinger 1976) olan silindirik kavite için kuramsal rezonans frekansı ( $f_0$ )

$$X_1 = k_0 a = \frac{\omega}{c} a = 2.40483$$

$$X_1 = k_0 (88 \times 10^{-2} \text{ m}) = 2.40483$$

$$k_0 = 2.73 \text{ m}^{-1}$$

$$\omega = c k_0 = 2\pi f_0$$

$$f_0 = \frac{c k_0}{2\pi} \quad (4.1)$$

$$f_0 = \frac{(2.997925 \times 10^8 \text{ m/s}) \times (2.73 \text{ m}^{-1})}{2\pi}$$

$$f_0 = 130.38949 \text{ MHz}$$

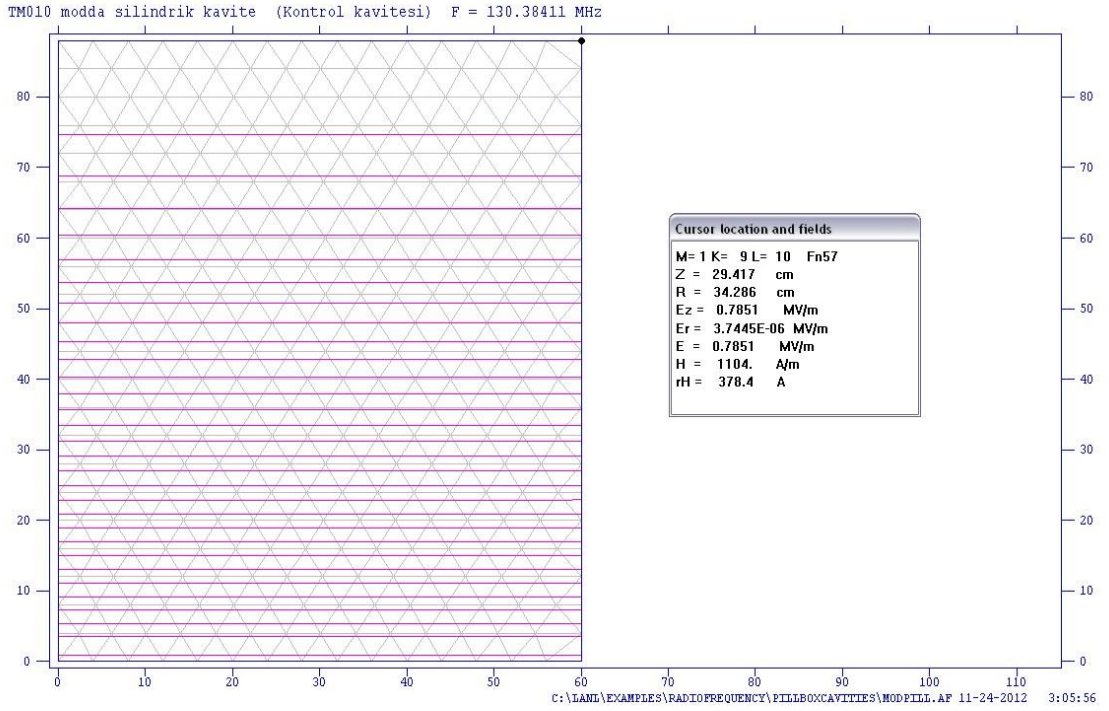
olarak hesaplanmıştır.

Aynı kavite için sırasıyla 4.0 cm, 2.0 cm, 1.0 cm, 0.5 cm, 0.25 cm, 0.125 cm ve 0.11 cm ızgara aralıkları için çalıştırıldığında yani; ızgara noktalarının sayısı olan N'yi arttırdıkça çizelge 4.1'deki sonuçlar elde edilmiştir. Görüldüğü üzere ızgara nokta sayısı arttıkça frekans değeri de analitik olarak bulunan değer doğru değere yaklaşmaktadır.

Çizelge 4.1 Silindirik kavite için farklı ızgara değerleri için hesaplanan rezonans frekansları

Izgara Noktaları Arası Uzaklık (cm)	Izgara Nokta Sayısı	Rezonans Frekansı (MHz)
4.0	450	130.38411
2.0	1551	130.38797
1.0	5733	130.38892
0.5	22017	130.38916
0.25	86265	130.38922
0.125	341481	130.38923
0.11	440044	130.38923

Ayrıca yine aynı kavite için E alanı deseni de çizdirilerek (Şekil 4.1), onun da analitik hesaptaki desen ile uyum içinde olduğu görülmüştür.



Şekil 4.1 Silindirik kavite için elektrik alan deseni ve rezonans frekansı değeri

Şekil 4.1’de görüldüğü üzere kavitenin TM<sub>010</sub> modda olmasından dolayı elektrik alan çizgileri z eksenini boyunca ve düzgün bir şekilde olup, yarıçap yakınlarında kuvvetli iken kavitenin dış duvarlarına doğru giderken zayıflamaktadır.

Yukarıda silindirik bir kavite için analitik olarak yapılmış rezonans frekansı hesaplamaları doğrultusunda elde edilen sonuçlar ile SUPERFISH programının vermiş olduğu sonuçların son derece tutarlı olduğu gösterilmiştir. Bunun sonucunda SUPERFISH programının daha karmaşık geometriye kavite için de rezonans frekanslarını doğru hesaplayacağı artık bilinmekte olduğundan, içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için rezonans frekansı hesaplamalarına geçilebilir.

## 4.2 İçe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için Rezonans Frekans Değerinin Analitik ve Nümerik Sonuçları

Şekil 2.2’deki kavite için bazı yaklaşımlar kullanılarak analitik hesaplamalar yapılmıştır. Bunun için hesaplamalara başlamadan önce kullanılan formül ve yaklaşımları göstermekte yarar vardır.

Bunun için öncelikli olarak bu kavite için rezonans frekans değerini bazı varsayımlar ve yaklaşımlar kullanılarak belirli bir hata payı ile elde etmemizi sağlayan denklem (2.47) kullanılır (Barroso vd. 2003, Barroso vd. 2005, Barroso ve Leite Neto 2008, Tiwari ve Hannurkar 2010) . Bu denklemde yukarıda verilen içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi değerleri için  $v$  değeri  $r_2 = 40 \text{ mm} = 0.04 \text{ m}$ ,  $r_1 = 17.5 \text{ mm} = 0.0175 \text{ m}$ ,  $d = 10 \text{ mm} = 0.01 \text{ m}$  ve  $h = 15 \text{ mm} = 0.015 \text{ m}$  değerleri kullanılarak denklem (2.54)'ten

$$v \cong 2 \ln \left( \frac{\sqrt{2}}{2.4048} \frac{\left( \frac{0.04 \text{ m}}{0.0175 \text{ m}} \right)}{\ln \sqrt{\frac{0.04 \text{ m}}{0.0175 \text{ m}}}} \right) \cong 0.781$$

olarak bulunur.

Daha sonra  $z_{01} = 2.405$ ,  $c = 2.99792458 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ,  $r_2 = 0.04 \text{ m}$ ,  $v \cong 0.781$  ve  $\sqrt{d/h} = \sqrt{0.01 \text{ m}/0.015 \text{ m}} = 0.8164965$  değerleri denklem (2.47)'de yerine konularak

$$f_o(d) = \frac{2.4048}{2\pi} \frac{2.99792458 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{0.04 \text{ m}} \frac{1 - e^{-(0.781) \times (0.8164965)}}{1 - e^{-0.781}}$$

$$\cong 2.67933 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \cong 2.679 \text{ GHz}$$

olarak hesaplanır. Buradan açısal rezonans frekansı değeri

$$\omega = 2\pi f_o(d) \cong 1.683 \times 10^{10} \text{ Hz}$$

$$\cong 16.83 \text{ GHz}$$

olarak bulunur.

Aynı geometri kavite için SUPERFISH programı ile artan düğüm nokta sayıları için yapılan rezonans frekansı değerleri çizelge 4.2'de verilmektedir.

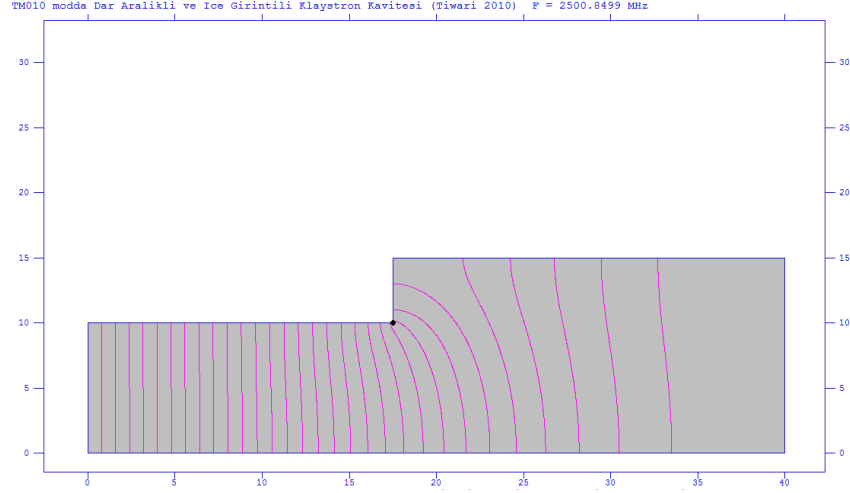
Çizelge 4.2 İçe girintili klaystron kavitesi için (Barroso vd. 2003, Tiwari ve Hannurkar 2010) artan düğüm nokta sayısına göre rezonans frekans değerleri

	x eksenindeki mesh aralığı (mm)	y eksenindeki mesh aralığı (mm)	Toplam Düğüm Nokta Sayısı	Frekans değeri (MHz)
1	1	1	774	2505.08463
2	0.5	0.5	2739	2502.51046
3	0.25	0.25	10269	2501.46268
4	0.25	0.15	17010	2501.28876
5	0.15	0.15	27810	2501.11955
6	0.10	0.10	61659	2500.97330
7	0.05	0.05	243309	2500.84992
8	0.045	0.045	299712	2500.83940
9	0.040	0.040	379134	2500.82879
10	0.035	0.035	495072	2500.81895
11	0,033	0.033	556470	2500.81524
12	0.0325	0.0325	573810	2500.81447
13	0.0324	0.0324	576900	2500.81435
14	0.03235	0.03235	578613	2500.81363
15	0.03234	0.03234	579080	2500.81344
16	0.03233	0.03233	579080	2500.81344
17	0.032327	0.032327	578090	2500.81344
18	0.032325	0.032325	579080	2500.81344

Artan düğüm nokta sayısı kullanılarak yapılan hesaplamalarda görülmektedir ki; rezonans frekansı belli bir düğüm nokta sayısından sonra değişmemektedir ve bunun sonucu olarak da rezonans frekans değerlerinin doyum noktasına geldiği görülmektedir (Çizelge 4.2).

Şekil 4.2, dar aralıklı ve içe girintili klaystron kavitesinin elektrik alan desenini göstermektedir. Beklenildiği üzere alanlar z yönünde olup dar aralıklı kısımda düzenli bir şekilde iken genişleyen yarıçaplı kısımda dağılmaya başlamaktadır.





Şekil 4.2 İçe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi SUPERFISH geometrisi ve elektrik alan çizgileri

Çizelge 4.3 İçe Girintili Klaystron Kavitesi için SUPERFISH değeri ile analitik rezonans frekans değeri karşılaştırması (Tiwari ve Hannurkar 2010)

Parametre	Sembol	Birim	Analitik Değer	SUPERFISH
Işık hızı	C	[m/s]	2.997924580E+08	2.99792458E+08
Bessel fonksiyonun 1. kökü	z_01		2.405	2.405
Bessel fonksiyonun 1. kökündeki değeri	J_1(2.405)		0.519153015	0.519153015
Geometrik orantı faktörü $v=v(d/h, r2/r1)$	N		7.8174E-01	
$v(d/l)$	$v(d/h)$		0.816496581	
Silindirin dış yarıçapı	r1	[m]	0.0175	0.0175
Silindirin iç yarıçapı	r2	[m]	0.04	0.04
Dar aralık	D	[m]	0.01	0.01
Kavite yüksekliği	H	[m]	0.015	0.015
Dalga boyu	$\lambda$	[m]	1.1189E-01	1.1987E-01
Dalga sayısı	K	Radyan/cm	0.561546082	0.52417084
Frekans	F	[MHz]	2.679330E+09	2.50123822E+09
Açısal frekans	w_01	[MHz]	1.683E+10	1.57E+10

Denklem 2.47'den hesaplanan  $f_o$  değeri ile SUPERFISH programından elde edilen nümerik değer karşılaştırıldığında hesaplamalar arasında belirli bir hata bulunduğu görülmektedir.

Başka bir ifadeyle verilen boyutlardaki gerçek bir kavite için SUPERFISH programı ile frekans değeri ortalama olarak 2501.23822 MHz olarak bulunmuştur (Çizelge 4.3). Bulunan bu değer ile analitik olarak yapılan hesaplama arasında belirli bir oranda tutarlılık olduğu görülmektedir.

### 4.3 İçe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için Rezonans Frekans Değerinin Nümerik Sonuçlarının Analitik ve Deneysel Sonuçlar ile Kıyaslanması

Daha ayrıntılı bir çalışma olarak Jaworski (1978) ve Williamson (1976) makalelerindeki hem deneysel hem de teorik olarak elde edilmiş bulgular ile SUPERFISH değerlerini kıyaslanacak olduğunda çizelge 4.2’teki sonuçlar elde edilir.

Çizelge 4.2, ilk kavite baz alınarak kavite geometrisinde yapılan değişiklikleri ve bunlara bağlı olarak da rezonans frekansında oluşan deneysel ve teorik kıyaslamayı göstermektedir. SUPERFISH programı kullanılarak yapılan duyarlıklı hesaplamalarda ise farklı mesh sayıları kullanılarak bu rezonans frekans hesapları yapılmıştır. Bu hesaplamalar şekil 2.2’deki biçimlendirme kullanılarak ve silindirik simetride içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavite için temel mod olan  $TM_{010}$  modunda düğüm nokta sayıları artırılıp rezonans frekansı hesaplamaları yapılarak elde edilmiş ve bu değerler çizelge 4.2’de verilmiştir.

Çizelge 4.4 fm: deneysel, fw: teorik sonuçlar (Williamson 1976, Jaworski 1978) ve  $f_0$ : SUPERFISH programı ile bulunan sonuçlar

Kavite numarası	h (mm)	g (mm)	a (mm)	b (mm)	fm (GHz)	fw (GHz)	$f_0$ (GHz)
1	22.792	7.958	6.004	42.29	2.135	2.1244	2.1292854
2	34.826	8.028	5.992	13.80	2.326	2.3086	2.3331429
3	31.806	7.984	5.9935	20.99	2.280	2.2678	2.2822268
4	28.019	7.999	5.999	29.988	2.2264	2.2164	2.2267964
5	31.806	7.980	3.495	20.99	2.394	2.3749	2.4007015
6	33.806	10.000	8.405	20.99	2.3027	2.2689	2.2877164
7	33.806	10.000	4.206	20.99	2.4018	2.3789	2.4038407

Çizelge 4.4’ten görüldüğü üzere SUPERFISH ile bulunmuş olan nümerik sonuçlar deneysel sonuçlara teorik sonuçlara kıyasla daha yakın değerlerdir. Önceden de beklendiği üzere nümerik sonuçlar ile deneysel, yani laboratuvar ortamında ölçüm yapılarak elde edilen sonuçlar birbirine daha yakındır (Williamson 1976). Böylece içe

girintili klavystron kavitelерinin rezonans frekansы hesapları için analitik sonuçlar yerine SUPERFISH gibi nümerik hesaplamam yapan programların kullanılmasının çok daha doğru ve gerçeğe yakın sonuçlar verdiği gösterilmiştir. Kavitelere ait elektrik alan çizgileri EK 6'da verilmektedir.

## 5. SONUÇ

SUPERFISH programı ile silindirik koordinatlarda temel mod olarak adlandırılan enine manyetik alan modu olan  $TM_{010}$ 'de silindirik bir rezonans kavitesi için düğüm nokta sayıları arttırılarak yapılan hesaplamalar sonucunda bu kavitelerin rezonans frekansının analitik olarak hesaplanma değeri ile çok yakın bir şekilde nerdeyse birebir olarak tutarlılık içinde olduğu ve bu sonuca göre silindirik rezonans kavitesi için analitik hesaplamalar kavite frekansının bulunmasında bilgisayar programlarını kullanmakla eş değeri olduğu görülmüştür (Çizelge 4.1). Bu sonuca dayanarak, tezin ikinci aşaması olan daha karışık geometrilere sahip olan dar aralıklı ve içe girintili klaystron kavitelerinin rezonans frekans hesaplamalarına geçilmiştir.

Tezin ikinci kısmına konu olan içe girintili ve dar aralıklı klaystron kaviteleri için rezonans frekans hesabının bazı varsayımlar kullanılarak belirli bir hata payı ile hesaplanabileceği görülmektedir (Çizelge 5.1).

Çizelge 5.1 Tiwari (2010) içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için SUPERFISH değeri ile analitik frekans değeri karşılaştırmasındaki % hata payı değeri

Parametre	Sembol	Birim	Analitik Değer	SUPERFISH	Hata Payı (%)
Işık hızı	C	[m/s]	2.997924580E+08	2.99792458E+08	
Bessel fonksiyonun 1. kökü	z_01		2.405	2.405	
Bessel fonksiyonun 1. kökündeki değeri	J_1(2.405)		0.519153015	0.519153015	
Geometrik orantı faktörü	N		7.8174E-01		
$v(d/l)$	$v(d/h)$		0.816496581		
Silindirin dış yarıçapı	r1	[m]	0.0175	0.0175	
Silindirin iç yarıçapı	r2	[m]	0.04	0.04	
Dar aralık	D	[m]	0.01	0.01	
Kavite yüksekliği	H	[m]	0.015	0.015	
Dalga boyu	$\lambda$	[m]	1.1189E-01	1.1987E-01	
Dalga sayısı	K	Radyan/cm	0.561546082	0.52417084	7.12
Frekans	F	[MHz]	2.679330E+09	2.50123822E+09	7.12
Açısal frekans	w_01	[MHz]	1.683E+10	1.57E+10	7.12

Son olarak Williamson (1976) makalesindeki içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için nümerik sonuçların hem deneysel hem de teorik sonuçlarla kıyaslanması yapılmıştır. Çizelge 5.2’de görüldüğü üzere SUPERFISH programı ile deneysel sonuçlar kıyaslandığında, teorik kısımlarla deneysel sonuçların kıyaslanmasından daha iyi; yani gerçeğe daha yakın sonuçlar verdiği hata payı yüzdelerinin azalmasından görülmektedir.

Çizelge 5.2 Williamson (1976) içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için SUPERFISH değeri ile deneysel ve teorik rezonans frekans değerlerinin karşılaştırmasındaki % hata payı değerleri

Kavite numarası	fm	fw	f <sub>0</sub>	% Hata Payı	% Hata Payı	% Hata Payı
	(GHz)	(GHz)	(GHz)	Deneysel-Teorik	Deneysel-SUPERFISH	Teorik-SUPERFISH
1	2.135	2.1244	2.1292854	0.50	0.27	0.23
2	2.326	2.3086	2.3331429	0.75	0.31	1.05
3	2.28	2.2678	2.2822268	0.54	0.10	0.63
4	2.2264	2.2164	2.2267964	0.45	0.02	0.47
5	2.394	2.3749	2.4007015	0.80	0.28	1.07
6	2.3027	2.2689	2.2877164	1.49	0.65	0.82
7	2.4018	2.3789	2.4038407	0.96	0.08	1.04

Sonuç olarak, bu tez süresince silindirik kavite ve içe girintili klaystron kavitesinin rezonans frekansı hesabını ayrıntılı olarak elde etmek için analitik ve sayısal yöntemler kullanılmış, silindirik kavite için analitik hesaplamalar üretim aşaması için yeterli güvenilirliği sağlarken, içe girintili kavite için analitik hesaplamalara kıyasla numerik metotlar kullanarak rezonans frekans hesabı yapan SUPERFISH programının gerçeğe daha yakın sonuçlar verdiği görülmüştür.

## KAYNAKLAR

- Barroso, J. J., Castro, P. J., Carneiro, L. A., Leite Neto J. P. and Aguiar, O.D. 2003, Reentrant Klystron Cavity as an Electromechanical Transducer, IMOC Proceedings Vol. 2; PP.1081-1084
- Barroso, J. J., Castro, P. J., Leite Neto, J. P. and Aguiar, O.D. 2005, Analysis and Simulation of Reentrant Cylindrical Cavities, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 26, No. 8; PP.1071-1083
- Barroso J. J. and Leite Neto, J. P. 2006, Tuning Characteristics of Reentrant Klystron Cavities, P1.24, IEEE; PP.229-230
- Barroso J. J., Leite Neto, J. P. 2008, Resonance Frequency and Ohmic Q Factor in Klystron Cavities, P1.24, IEEE; PP.140-141
- Brighi, B., Chipot, M., Gut, E. 1997, Finite Differences on Triangular Grids, Numeric Methods Partial Differential Equations, Vol. 14; PP.567-579
- Collin, R. E. 2001, Foundations for Microwave Engineerings, Second Edition, IEEE Press; PP.500-504
- Fujisawa, K. 1958, IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques; PP.344-358
- Golio, M. 2008, RF and Microwave Passive and Active Technologies, Second Edition, CRC Press; PP.1-12
- Halbach, K. and Holsinger, R. F., 1976, SUPERFISH-A Computer Program for Evaluation of RF Cavities with Cylindrical Symmetry, Particle Accelerator Vol.7; PP.213-222.
- Halbach, K. and Holsinger, R. F. 1987, SUPERFISH Reference Manuel
- Jackson, D. 1999, Classical Electrodynamics, Third Edition, Wiley; PP.24-356
- Jarry, P. and Beneat, J. 2008, Advanced Design Techniques and Realizations of Microwave and RF Filters, Wiley and IEEE Press; PP.53-55
- Jaworski M. 1978, On the Resonant Frequency of a Reentrant Cylindrical Cavity, IEEE Transections on Microwave Theory and Tecniques, Vol 4; PP.256-260.
- Katsenelenbaum, B. Z. 2006, High-frequency Electrodynamics, Wiley-VCH; PP.1-147
- Masuda, K. 1997 Development of Numerical Simulation Codes and Application to Klystron Efficiency Enhancement, Ph.D. Thesis

- Pozar, D. M. 1998, Microwave Engineering, Second Edition, John Wiley & Sons; PP.1-16
- Rosenzweig, J. B. 2003, Fundamentals of Beam Physics, Oxford Press; PP.167-203
- Talman, R. 2006, Accelerator X-Ray Sources, Wiley-VCH; PP.141-164
- Tenanbaum, P. 2003, Fields in Waveguides - a Guide for Pedestrians, Draft; PP.6-19.
- Tiwari, A. K., Hannurkar, P. R. 2010, Electromagnetic Analysis of Reentrant Klystron Cavity, Journal of Infrared Milli Terahz Waves, Volume 31; PP.1221-1224
- Tsimring, S.E. 2007, Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics, Wiley; PP.143-174
- Sadiku, M. N. O. 2001, Numerical Techniques in Electromagnetics Second Edition, CRC Press
- Wangler, T. P. 2008, RF Linear Accelerators, Second Completely Revised and Enlarged Edition, Wiley-VCH; PP.1-173
- Wiedemann, H. 1995 Particle Accelerator Physics II, Springer; PP. 170-179.
- Wille, K. 2000, The Physics of Particle Accelerators an introduction, Oxford Press; PP.137-141
- Williamson, A.G. 1976, IEEE Transacs. Microwave Theo. Techs. MTT-24; P.182.
- Winslow, A. 1997, Numerical Solution of the Quasilinear Poisson Equation in a Nonuniform Triangle Mesh, Journal of Computational Physics 135; PP.128-138

## **EKLER**

<b>EK 1</b> SUPERFISH Programında Rezonans Koşulu .....	48
<b>EK 2</b> Düzensiz (Irregular) Üçgensel Izgara Oluşturulması ve Sonlu Farklar Denklemlerinin Elde Edilmesi.....	52
<b>EK 3</b> SUPERFISH Programının Tarihçesi .....	55
<b>EK 4</b> Silindirik Rf Kavite için SUPERFISH Komut Giriş Dosyası .....	57
<b>EK 5</b> Tiwari ve Hannurkar (2010) Makalesindeki İç Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için SUPERFISH Giriş Komutları .....	58
<b>EK 6</b> Williamson (1976) ve Jaworski (1978) Makalelerindeki İç Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kaviteleri için SUPERFISH Giriş Komutları ve Çıktı Dosyaları.....	59



## EK 1 SUPERFISH Programında Rezonans Koşulu

$$\nabla \times \mathbf{E} = k\mathbf{H} \quad (1)$$

Denklem (1)'in sağ tarafına  $z$  ekseninden  $r_1$  uzaklığındaki sürüm (driving) noktasında küçük bir alana yerleşmiş, yani  $\mathbf{J}_1(r, \varphi, z) = I_1 \delta(r - r_1) \hat{\phi}$  gibi bir sürücü akım yoğunluğu terimi eklendiğinde

$$\nabla \times \mathbf{E} = k\mathbf{H} + \mathbf{J}_1 \quad (2)$$

halini alır. Ayrıca

$$\nabla \times \mathbf{H} = k\mathbf{E} \quad (3)$$

yazılır. Denklem (2)'nin her iki tarafı  $\mathbf{H}$  ile skaler olarak çarpılır ve denklem (3)'ün her iki tarafının  $\mathbf{E}$  ile çarpılmış hali bun eşitlikten çıkarılırsa

$$\mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} \equiv \mathbf{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = kH^2 + \mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{H} - kE^2 \quad (4)$$

halini alır. Bu denklemin problemdeki bütün hacim üzerinden integrali alındığında

$$\int \mathbf{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dv \equiv \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{a} = 2\pi r_1 h_1 I_1 - k \int (E^2 - H^2) dv \quad (5)$$

elde edilir.

Problemin sınırlarında  $\mathbf{E} \times \mathbf{H} = \mathbf{0}$  olduğundan (ya da sınırın normaline dik olduğu için)

$\int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{a} = 0$  olacaktır ve

$$D(k^2) \equiv \frac{2\pi r_1 h_1 k I_1}{\int H^2 dv} = R(k^2) - k^2 \quad (6)$$

$$R(k^2) = \frac{\int k^2 E^2 dv}{\int H^2 dv} = \frac{\int (\nabla \times \mathbf{H})^2 dv}{\int H^2 dv} \quad (7)$$

fonksiyonları elde edilecektir. Burada elde edilen yeni  $D(k^2)$  fonksiyonu birincil dereceden bir değişken olarak ele alındığında  $r_1$  ve  $I_1$  değerlerinin ölçeklendirilmesinden bağımsız olacaktır.

$I_1(k^2)$ ' nin davranışı hakkında daha çok bilgi edinmek için  $\frac{dI_1}{d(k^2)} = I_1'$ 'nin hesaplanması gerekir. Bunun için denklem (1) ve denklem (3)' un  $k^2$ ' ye göre türevleri alınır ve

$$\nabla \times \mathbf{H}' = k\mathbf{E}' + \mathbf{E}/2k \quad (8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}' = k\mathbf{H}' + \mathbf{H}/2k + \mathbf{j}'_1 \quad (9)$$

denklemleri elde edilir.

Burada dikkat edilmesi gereken nokta alanların değerlendirilmesi yapılırken Dirichlet sınır koşullarında bütün  $k^2$  değerleri için  $\mathbf{H} = 0$  olduğu için  $\mathbf{H}' = 0$  lacağıdır. Benzer şekilde bütün  $k^2$  değerleri  $\mathbf{E}$  Neumann sınırlarına paralel olduğu için  $\mathbf{E}'$  Neumann sınırlarına dik olacaktır.

$$\text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}' - \mathbf{E}' \times \mathbf{H}) \equiv \mathbf{H}' \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H}' - \mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E}' + \mathbf{E}' \cdot \nabla \times \mathbf{H} \quad (10)$$

Denklem (10) ele alındığında Denklem (1), (3), (8) ve (9)' un sağ taraflarının uygun kısımlarının diverjansı alınırsa

$$\text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}' - \mathbf{E}' \times \mathbf{H}) = \mathbf{H}' \cdot \mathbf{j}_1 - \mathbf{H} \cdot \mathbf{j}'_1 - (E^2 + H^2)/2k \quad (11)$$

elde edilir.

Denklem (11)'in bütün hacim üzerinden denklem (5)'te olduğu gibi sol taraf 0 olacak şekilde integrali alınırsa

$$2\pi r_1 k (h'_1 I_1 - h_1 I'_1) = \int (E^2 + H^2) dv / 2 \quad (12)$$

elde edilir. Burada  $k^2$  degeri degisse bile  $h_1$  ve  $I_1$  değerleri sabit olarak alınmaktadır. Bu dikkate alındığında  $h_1' = 0$  ve denklem (12)'nin bir sonucu olarak

$$h_1 I_1' < 0 \quad (\text{Foster Teoremi}) \quad (13)$$

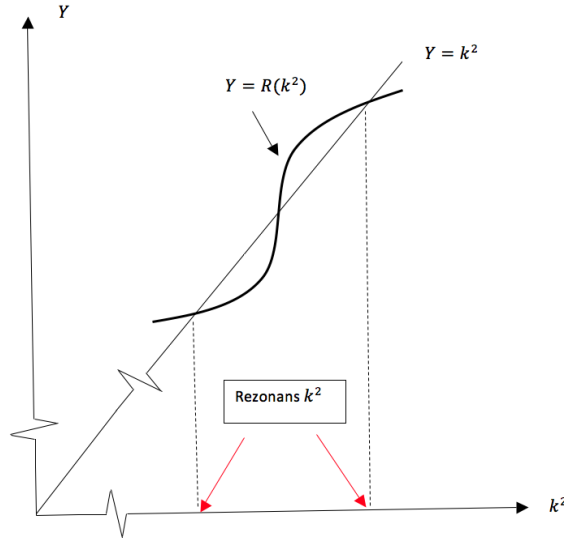
yazılacaktır.

Bu ifadenin anlamı sabit bir  $h_1$  degeri için her iki rezonans değerleri arasında ( $I_1(k^2) = 0$ ),  $I_1(k^2)$ 'nin ve  $D(k^2)$ 'nin işaretlerinin değiştiği bir singularite noktasına muhakkak sahip olmalıdır.

Denklem (6) ve (7)'den yola çıkarak,  $\int E^2 dv = \int H^2 dv$  olduğu bilinerek ve denklem (12)'nin sağ tarafının  $\int H^2 dv$  ye eşit olduğu düşünülürse rezonans değerinde ( $I_1 = 0$ )

$$\frac{2\pi r_1 h_1 k I_1'}{\int H^2 dv} = D'(k^2) = R'(k^2) - 1 = -1 \quad (14)$$

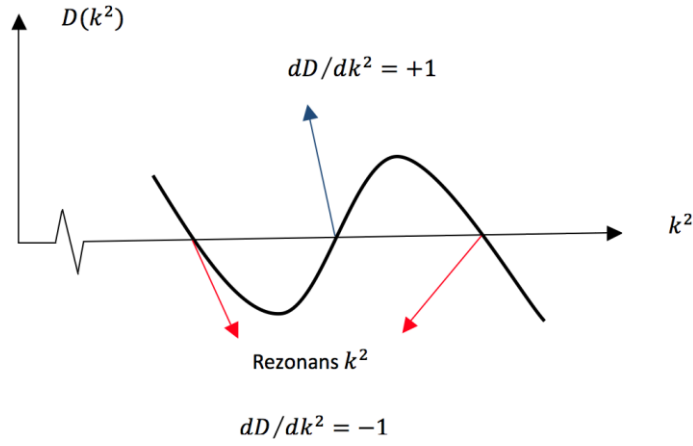
olacaktır.



şekil 1  $R(k^2)$ 'nin özelliklerinin grafiksel gösterimi

$I_1(k^2)$ 'nin rezonanslar arasında bir singularitesi olacağından bu singulariteler civarında  $D(k^2)$  fonksiyonunu kullanmak daha uygundur. Bu amaçla ilk olarak  $R(k^2)$ 'yi ele

alırsak denklem (6)'ya göre her rezonans noktasında  $R(k^2) = k^2$  ve denklem (15)' e göre de  $R' = 0$  olacaktır. R negatif olamayacağı için  $R(k^2)$  değeri niteliksel olarak şekil 1'deki gibi olmalıdır ve  $R - k^2 = D(k^2)$  olacak şekilde  $D(k^2)$ 'nin niteliksel gösterimi şekil 2'de verilmektedir. Buradaki önemli nokta rezonanslar arasında  $D(k^2)$ 'nin sifıra gidiyor olması ve  $I_1(k^2)$ 'nin singularitesinin olduğu noktada işaretinin değişecek olmasıdır.



Şekil 2  $D(k^2)$ 'nin özelliklerinin grafiksel gösterimi

aslında kökleri civarında çalışırken  $D(k^2)$  bir rezonans değerini belirtmez. Alanların ölçeklendirilmesi ve akım değerlerinden bağımsız olduğu için bu hesaplama yapılabilir. Bunun için  $D(k^2) = 0$  olma koşulunu sağlamak için,  $I_1$  verilen bir sabit gibi düşünülüp  $h_1'$  in  $k^2$  'ye bağımlı olması kullanılır. Bu rezonans arası köklerde yine daha önce olduğu gibi denklem (6) ve (7)'den yola çıkarak,  $\int E^2 dv = \int H^2 dv$  olduğu bilinerek ve denklem (12)'nin sağ tarafının  $\int H^2 dv$ 'ye eşit olduğu düşünülürse rezonans değerinde ( $I_1 = 0$ )

$$\frac{2\pi r_1 h_1' k I_1}{\int H^2 dv} = D'(k^2) = R'(k^2) - 1 = 1 \quad (15)$$

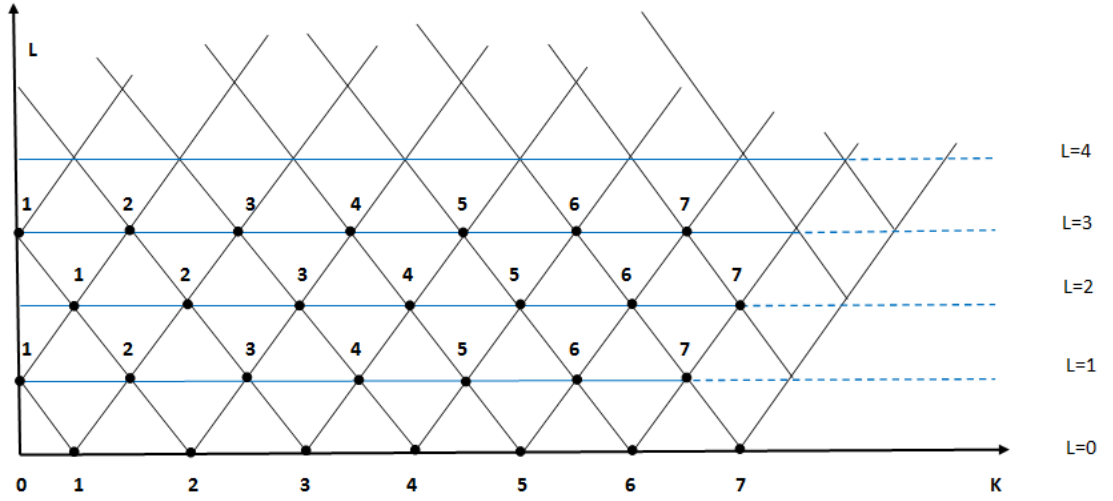
olacaktır.

## EK 2 Düzensiz (Irregular) Üçgensel Izgara Oluşturulması ve Sonlu Farklar Denklemlerinin Elde Edilmesi

H'nin sağladığı diferansiyel denklem, Gauss birimlerinde,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = k_0^2 \mathbf{H} \quad (1)$$

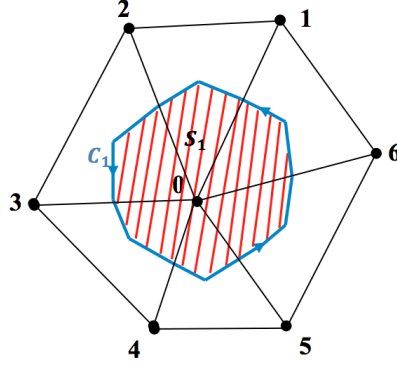
olup burada  $\mathbf{H}$  süreklidir ve her noktada tanımlanmıştır. Bunu kesikli olarak belirli noktalarda tanımlamak için önce  $r, z$  düzleminde kavite kesit alanını üçgensel bölmelere ayırarak ızgara noktalarının oluşturulması gerekir.



Şekil 1 K, L eksenleri boyunca mantıksal ızgara noktaları

Kavite kesitinin düz kısımları düz çizgi üzerindeki noktalarla çakıştırılır. Eğrisel kısımları ise üçgenlerin boyutu ve şekli değiştirilerek yine üçgen köşe noktaları ile çakışık hale getirilir. Dolayısıyla kesit alanının kenar çizgileri boyunca belirli sayıdaki noktalarda sınır koşulları uygulanır ve  $\mathbf{H}$ 'nin kendisi veya türevi için sayısal değerler verilir.

Şekil 2'de asıl ızgara noktalarından oluşan altı köşeli şekil ile, onun içine çizilen ve üçgenlerin O'ya doğru olan kenarlarının orta dikmelerinin kesişmesinden oluşan ikincil 6 köşeli, yani toplam 12 köşeli (dodocagon) şekil görülmektedir.



Şekil 2 Düzensiz üçgensel ızgara ve ikincil altıgen

İçteki altıgen yüzey alanı üzerinden denklem 1'in her iki yanının integrali alınırsa

$$\int_{S_1} (\nabla \times \nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{a} = \oint_{C_1} (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{l} = k_0^2 \oint_{S_1} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{a} \quad (2)$$

Her bir üçgen içinde  $\mathbf{H}$ 'nin  $r$  ve  $z$ 'nin doğrusal fonksiyonu olduğu kabul edilerek, merkezdeki  $\mathbf{H}$ 'nin değeri  $\mathbf{H}_0$ , asıl altıgenin altı köşesindeki  $\mathbf{H}$ 'nin değerleri  $H_0, H_1, H_2, H_3, H_4, H_6$  tarafından tek olarak belirlenir (Winslow 1997).

$$\sum_{i=1}^6 V_i (H_i - H_0) = k_0^2 H_0 S_1 \quad (3)$$

Örneğin, denklem 2'de en sağdaki terim olan  $\mathbf{H}$ 'nin O'daki değeri çarpı  $S_1$ 'in alanı şeklinde yaklaşmıştır.  $C_1$  üzerindeki  $\mathbf{H}$  değerleri ise, her yerde  $H$  tanımlanmadığı için, köşedeki ile merkezdekinin arasında bir değer olarak karşımıza çıkar. Halbach (1976)'ın gösterimi ile her nokta için

$$\sum_0^6 H_n (V_n + k^2 W_n) = 0 \quad (4)$$

gibi bir sonlu fark denklemi ortaya çıkar. Her bir fark denklemi, kendisinin “merkez noktası” ile tanımlanabilir. Dolayısıyla, her bir iç ızgara noktası için bir fark denklemi yazılmış olur. Bu fark denklemleri birbirlerinin bilinmeyenlerini içerdiklerinden dolayı bağımsız değildirler ve topluca ifade edildiklerinde

$$AH = G \quad (5)$$

matris denklemi ortaya çıkar. Katsayılar matrisi bilinen elemanlardan oluşur ve  $N = KL$  toplam mantıksal ızgara (logical mesh) noktalarının sayısı olmak üzere  $N \times N$  boyutundadır.  $H$  bilinmeyen sütun vektörü  $N \times 1$  boyutludur.  $G$  ise  $N \times 1$ 'lik sürücü terim vektörünü gösterir. Normalde  $G = 0$ 'dır ve denklem türdeştir. Buna ilişkin noktadan ilerleyen üstten yaklaştırma+Rayleigh oranı (point successive overrelaxation+Rayleigh quotient) gibi yöntemler kullanmak gerekir. Halbach ve Holsinger (1976)'ın yönteminde ise  $G \neq 0$ 'dır ve sistemin bir noktadan sürüldüğü varsayıldığı takdirde denklem 5 türdeş değildir ve doğrudan çözüm yöntemi ile  $H$  vektörünün elemanları girilen  $k_0$  değerine yani frekansa bağlı olarak bulunur.

### **EK 3 SUPERFISH Programının Tarihçesi**

SUPERFISH, 2 boyutlu Kartezyen koordinatlar veya eksensel simetrik silindirik koordinatlarda; statik elektrik ve manyetik alanlar ile radyo frekanslı elektromanyetik alanların hesaplanmasını sağlayan programların derlenerek bir araya getirilmesinden oluşturulmuş programlardan meydana gelmektedir. Program, öncelikle belirlenen geometri için üçgenlerden oluşan bir ızgara (triangle mesh) meydana getirir. Daha sonra çizim (plotting) ve son işlemci (post processor) programları ile yapılan hesaplama ve çözümler çeşitli yollarla sunulmaktadır.

SUPERFISH programı Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı'nda A. Winslow tarafından difüzyon hesaplamaları için kullanılan bir koddan türetilmiştir. 1960'lı yıllarda Lawrence Berkeley Laboratuvarı'ndan (LBL) Jim Spoerl, belirlenen geometri için ağ ve düğüm noktalarının oluşturulmasını sağlayan MESH ve oluşturulan bu ağ üzerinden Poisson Denklemi'nin çözülmesini sağlayan FIELD programını geliştirmiştir.

Orijinal SUPERFISH, Ron. F. Holsinger tarafından programın kuramsal kısmı geliştiren Klaus Halbach'ın katkılarıyla yazılmıştır (Halbach ve Holsinger 1976). Başta Ronald Holsinger ve Klaus Halbach olmak üzere bir çok bilim adamı tarafından eski kodun üzerinde uygun dönüşüm ve uyarlamalar yapılarak kapsamlı değişikliklere olanak sağlanmıştır. Kodların adlarını Lattice ve Poisson olarak yeniden adlandırdıktan sonra grafik çizim programı olan TEK PLOT programını geliştirerek koda eklemişlerdir.

### **Los Alamos Hızlandırıcı Kod Grubu (LAACG) Altında Kodun Gelişim Süreçleri**

1986 yılından bu yana, Los Alamos Hızlandırıcı Kodu Grubu (LAACG) bu kodların bir standart sürümünü korumak ve belgelemek için Amerika Birleşik Devletleri Enerji Bakanlığı (DOE) tarafından desteklenmektedir.

LAACG 1992 yılının ilk yarısında SUPERFISH' in 3. sürümünü, diğer yarısında ise 4. sürümünü yayımlamıştır.



Los Alamos Ulusal Laboratuari'ndan emekli olan birçok LAACG üyesi SUPERFISH kodunun 4. sürümü ile çalışmışlardır. Bu ekip tarafında yapılan büyük bir katkı kodları standart FORTRAN 77 bilgisayar yazım diline dönüştürmek olmuştur. Bu doğrultuda programı anlamak için çok önemli olan iki ciltlik Başvuru Kılavuzu ve Kullanım Kılavuzu dokümanları oluşturulmuştur.

1990'ların başında Brookhaven Ulusal Laboratuari son LAACG standart sürümü dayalı kodlarından oluşan bir dizi sürümü yayınlamıştır. Ayrıca LAACG'nin 3. sürümü tabanlı en az bir ticari SUPERFISH sürümünün olduğu da bilinmektedir.

SUPERFISH 4.12 sürümü UNIX ve VAX VMS işletim sistemlerini kullanan son sürüm olarak hala mevcuttur; fakat aktif desteğinin 1993 yılının sonlarına doğru durdurulmuştur.

1992 ve 1999 yılları arasında aktif olarak desteklenen 5. Sürüm DOS işletim sistemini kullanarak çalışmaktaydı. Lloyd Young, M. S. de Jong ve F. P. Adams tarafından açıklanan yöntemle RF alan çözümleri ve bu alan haritalarının gösterim için kullanılan Los Alamos CFish kodu da yazılarak pakete bu sürümde eklenmiştir.

6. sürüm, Ocak 1999'da yayınlanmaya başlanmış; Lahey Fortran derleyici LF90 ve Winteracter geliştirme araçlarını kullanarak yaklaşık dört yıl devam ettikten sonra Nisan 2003'de durdurulmuştur.

Aralık 2002 tarihinde öncelikle 7. Sürüm'ün beta test sürümü; Nisan 2003 tarihinde ise, Lahey/Fujitsu LF95 derleyici ve Winteracter paketini kullanılan 7. Sürüm bütün kullanıcılara sunulmuştur.

Bu tez kapsamında yapılan bütün çizim, hesaplama ve grafiklendirmeler son sürüm olan SUPERFISH 7.19 ile gerçekleştirilmiştir.

## EK 4 Silindirik Rf Kavite için SUPERFISH Komut Giriş Dosyası

Silindirik simetriye sahip bir rf kavitenin rezonans frekansı bulmak için SUPERFISH programına aşağıdaki komutlar sıra ile girilir. Daha sonra düğüm nokta sayısı arttırılarak rezonans frekans değeri silindirik rf kavite için hassas bir şekilde elde edilir.

```
&reg kprob=1, ; Sonlu farklar yöntemi
icylin=1 ; Silindirik simetri koşulu
dx=0.5, dy=0.5 ; Düğüm noktası aralıkları
freq=130.0, ; Rezonans frekansı arama başlangıç değeri
xdri=60,ydri=88.0, ; Sürücü nokta koordinatları
mat=1, ; epsr=1, mur=1 olmasını sağlar (vakum ortamında)
rmas=0.511, ; Kullanılan parçacığın durgun kütlesi
conv=0.10 & ; Kullanılan uzunluklar mm mertebesindedir

&po x=0.0,y=0.0 & ; Silindirik kavite için başlangıç koordinatı
&po x=0.0,y=88.0 &
&po x=60.0,y=88.0 &
&po x=60.0,y=0.0 &
&po x=0.0,y=0.0 & ; Silindirik kavite için bitiş koordinatı
```

Hesaplamalarda sırasında kullanılan bazı sabitler şu şekilde verilmektedir.

```
clight=2.997924580E+10 cm/s, ışık hızı
pi=3.14159265 pi sayısı
eps0=8.854187818 boşluktaki elektriksel geçirgenlik
mu0=1.256637061 boşluktaki manyetik geçir
```

## EK 5 Tiwari ve Hannurkar (2010) Makalesindeki İçe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için SUPERFISH Giriş Komutları

TM<sub>010</sub> modda içe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için oluşturulmuş SUPERFISH komut girişi dosyası aşağıdaki verilmektedir. Kavite geometrisi oluşturulurken birimler milimetre mertebesinde alınarak nümerik değerler elde edilmiştir. Hesaplamalarda sırasında kullanılan komut giriş dosyası ve bazı sabitlerin değerleri de şu şekilde verilmektedir.

```
clight=2.997924580E+10 cm/s,           ışık hızı
pi=3.14159265,                          pi sayısı
eps0=8.854187818,                       boşluktaki elektriksel geçirgenlik
mu0=1.256637061,                        boşluktaki manyetik geçirgenlik
&reg kprob=1,                            ; Sonlu farklar yöntemi
icylin=1                                 ; Silindirik simetri koşulu
dx=0.25, dy=0.25                        ; Düğüm noktası aralıkları
freq=2000.0,                             ; Rezonans frekansı arama başlangıç değeri
xdri=10.0,ydri=17.5,                    ; Sürücü nokta koordinatları
mat=1,                                    ; epsr=1, mur=1 olmasını sağlar (vakum ortamında)
rmass=0.511,                             ; Kullanılan parçacığın durgun kütlesi
conv=0.10 &                              ; Kullanılan uzunluklar mm mertebesinde olsun
&po x=0.0,y=0.0 &                        ; Klaystron kavitesi için başlangıç koordinatı
&po x=0.0,y=40.0 &
&po x=15,y=40.0 &
&po x=15,y=17.5 &
&po x=10.0,y=17.5 &
&po x=10.0,y=0.0 &
&po x=0.0,y=0.0 &                       ; Klaystron kavitesi için bitiş koordinatı
```

## EK 6 Williamson (1976) ve Jaworski (1978) Makalelerindeki İe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kaviteleeri için SUPERFISH Giriş Komutları ve ıktı Dosyaları

Williamson (1976) Ve Jaworski (1978) makalelerindeki ie girintili ve dar aralıklı klaystron kaviteleerinin rezonans frekanslarının bulunması için SUPERFISH programında kullanılan giriş komutları verilmektedir. Kullanılan 7 farklı kavite için geometri ayrıntıları uygun şekilde komut giriş dosyasından değiştirilerek hesaplamalar yapılmıştır. Hesaplamalarda sırasında kullanılan komut giriş dosyası ve bazı sabitlerin değerleri de şu şekilde verilmektedir.

```
clight=2.997924580E+10 cm/s,           ışık hızı
pi=3.14159265,                          pi sayısı
eps0=8.854187818,                       boşluktaki elektriksel geçirgenlik
mu0=1.256637061,                        boşluktaki manyetik geçirgenlik

&reg kprob=1,                            ; Sonlu farklar yöntemi
icylin=1,                                ; Silindirik simetri koşulu
dx=0.25, dy=0.25,                       ; Dėğüm noktası aralıkları
freq=2135.0,                             ; Rezonans frekansı arama başlangıç değeri
xdri=6.004,ydri=7.958,                  ; Sürücü nokta koordinatları
mat=1,                                   ; epsr=1, mur=1 olmasını sağlar (vakum ortamında)
rmass=0.511,                             ; Kullanılan paracığın durgun kütlesi
conv=0.10 &                              ; Kullanılan uzunluklar mm mertebesinde olsun

&po x=0.0,y=0.0 &                        ; Klaystron kavitesi iin başlangı koordinatı
&po x=7.958,y=0.0 &
&po x=7.958,y=6.004 &
&po x=22.792,y=6.004 &
```

&po x=22.792,y=42.29 &

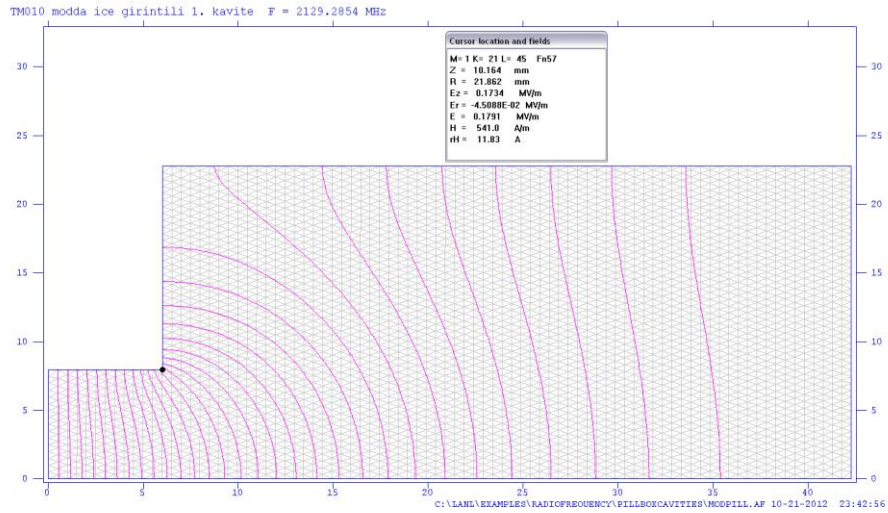
&po x=0.0,y=42.29 &

&po x=0.0,y=0.0 & ; Klaystron kavitesi için bitiş koordinatı

Bu kısımda, Williamson (1976) ve Jaworski (1978) makalelerinde kullanılan iç girintili ve dar aralıklı klaystron kaviteleri için SUPERFISH programı ile bulunan rezonans frekansı değerleri ve elektrik alan dağılımları sırasıyla gösterilmiştir. Aşağıdaki şekillerde elde edilen sonucular düğüm nokta sayıları artırılarak elde edilmiş teorik ve deneysel değerlere en yakınsanmış sonuçlar olarak verilmiştir.

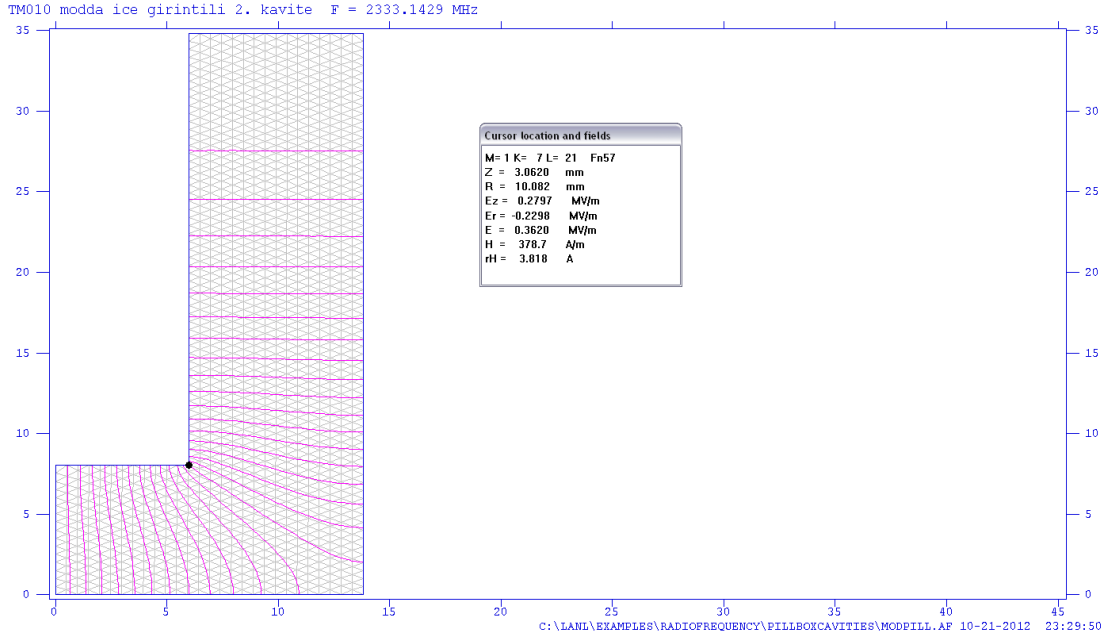
Beklenildiği üzere dar aralık kısımlarda z yönünde ve düzgün bir elektrik alan deseni görülmektedir. Kavitenin daha büyük yarıçapa sahip olan kısmında ise kaviteyi dolduracak şekilde bir elektrik alan oluşmaktadır. Williamson makalesindeki 7 kavite için elektrik alan desenleri ayrı ayrı incelenecek olursa;

1. kavitede yarıçap genişlemesinden dolayı geniş kısımda artık silindirik kaviteye benzer bir şekilde elektrik alan dağılımı görülmektedir. Bu da yarıçap genişlese bile, denklem (2.47)'nin doğrulunu bir kez daha göstermektedir.

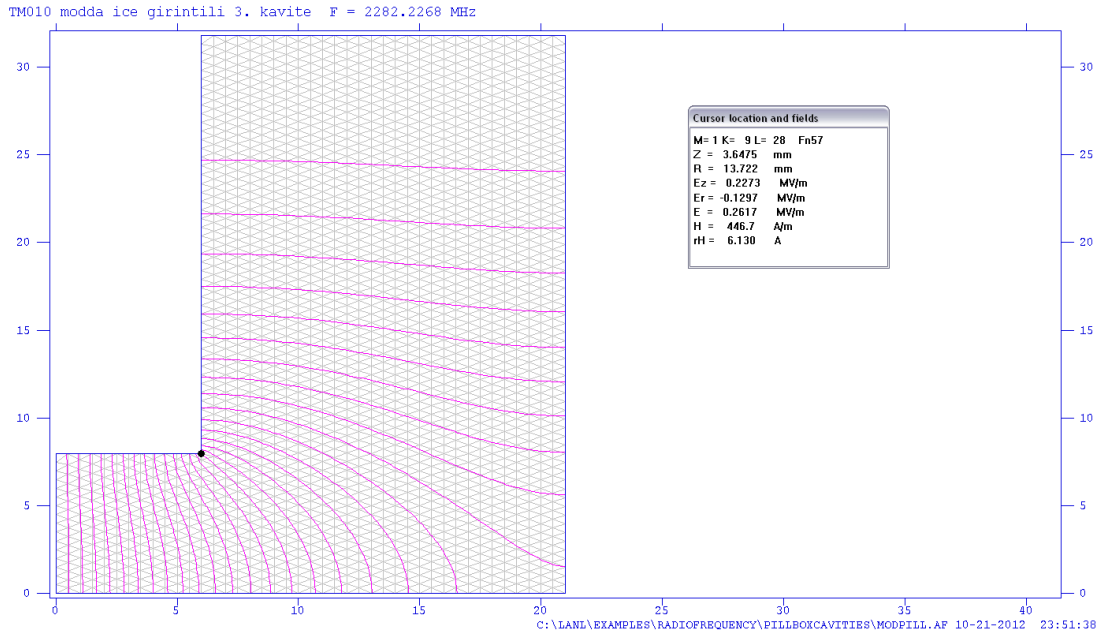


Şekil 1 (1) numaralı kavite için elektrik alan deseni ve rezonans frekansı değeri (0.5 mm ızgaralama aralıkları ile)

2. ve 3. kaviterde elektrik alan dağılımları beklendiği üzere dar aralıklı kısımlarda z yönünde daha geniş yarıçapa sahip olan kısımlarda z yönüne dik doğrultudadır.

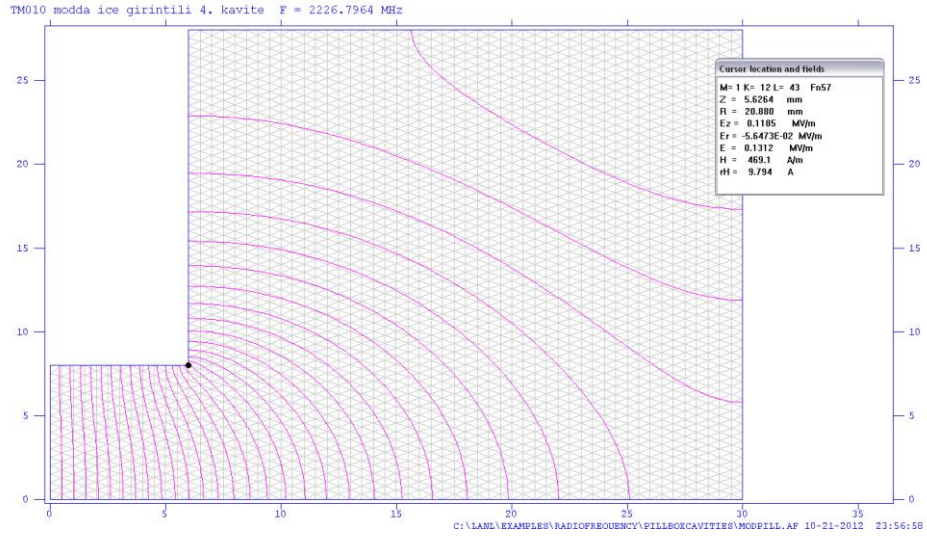


Şekil 2 (2) numaralı kavite için elektrik alan haritası ve rezonans frekansı değeri



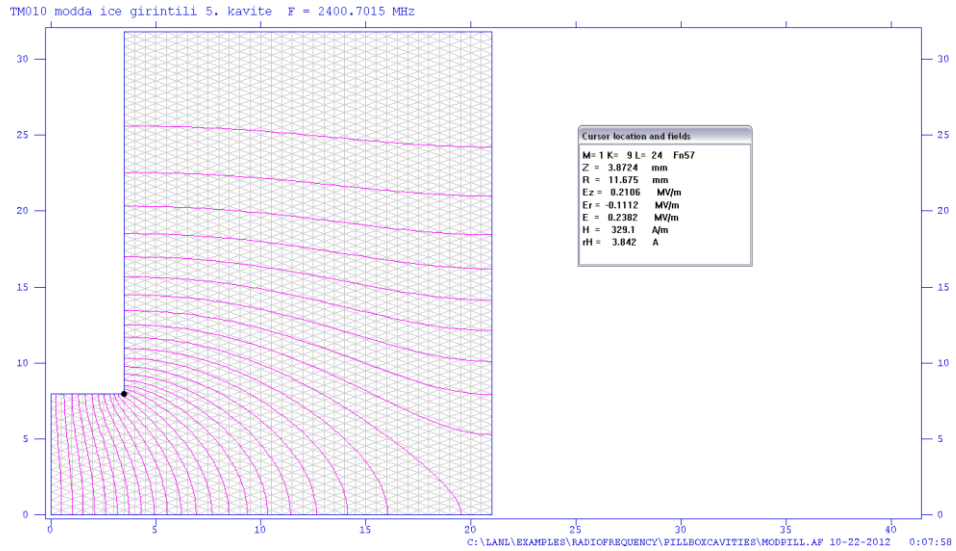
Şekil 3 (3) numaralı kavite için elektrik alan haritası ve rezonans frekansı değeri

4. kavitedeki dar geniş kısımdaki yarıçapın artık genişlemeye başlamasından dolayı elektrik alan deseninde bir dağılma gözlenmektedir. Eğer bu yarıçap genişlemesi yeteri kadar yapılırsa 1. kavitede görülen elektrik alan desenine benzer; yani silindirik kavitedeki bir desen görülmeye başlanacaktır.



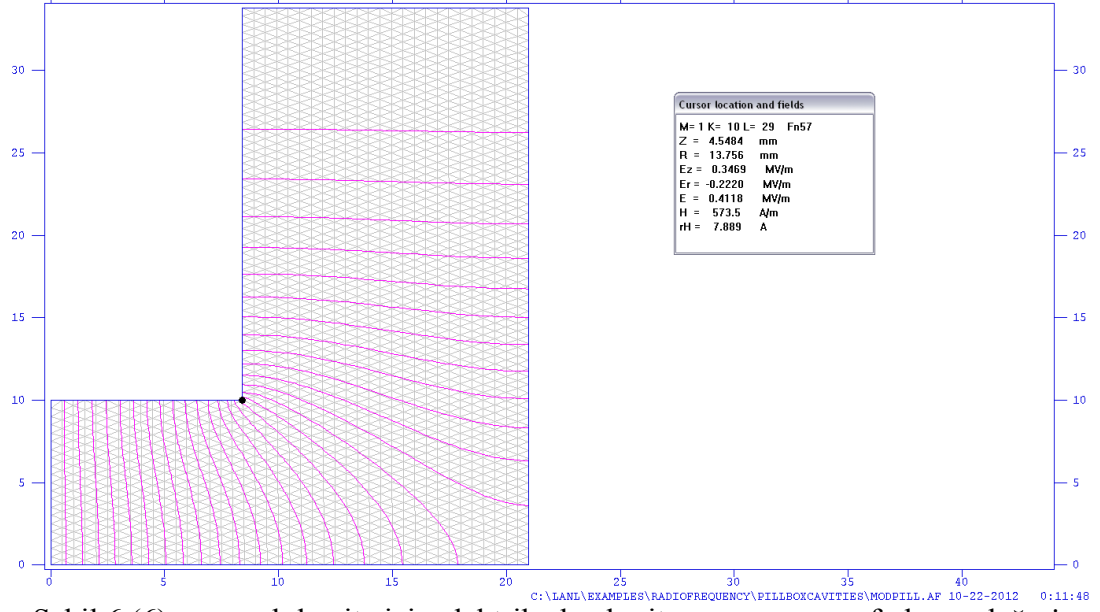
Şekil 4 (4) numaralı kavite için elektrik alan haritası ve rezonans frekansı değeri

5., 6. ve 7. kaviterde elektrik alan dağılımları beklendiği üzere dar aralıklı kısımlarda z yönünde daha geniş yarıçapa sahip olan kısımlarda z yönüne dik doğrultudadır. Yarıçaplardaki değişikliklere göre elektrik alanlarda küçük farklılıklar görülmektedir.



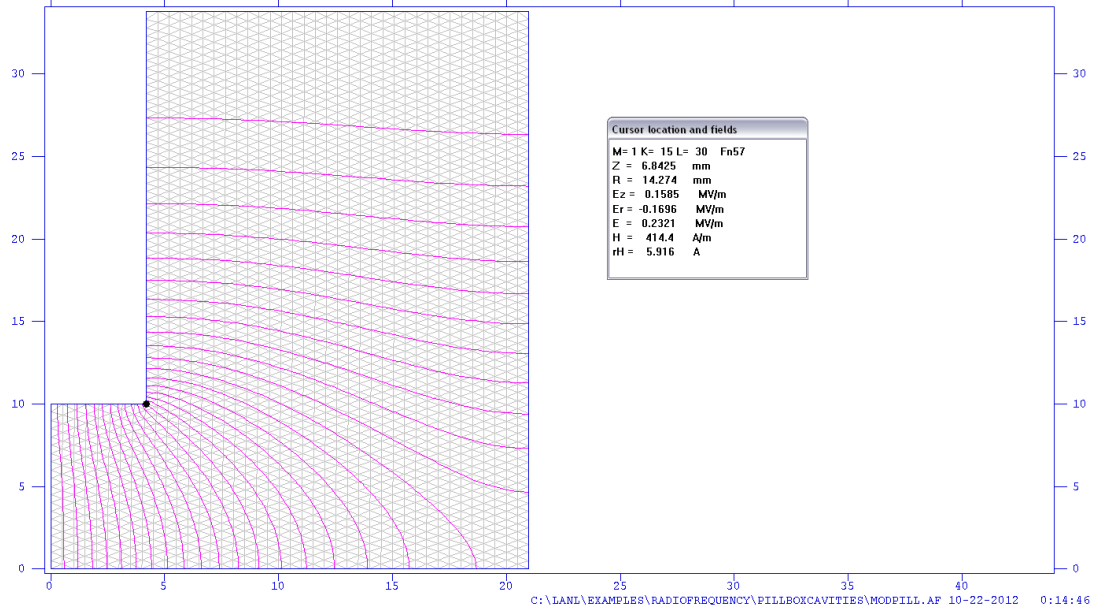
Şekil 5 (5) numaralı kavite için elektrik alan haritası ve rezonans frekansı değeri

TM010 modda ıce girintili 6. kavite F = 2287.7164 MHz



Şekil 6 (6) numaralı kavite için elektrik alan haritası ve rezonans frekansı değeri

TM010 modda ıce girintili 7. kavite F = 2403.8407 MHz



Şekil 7 (7) numaralı kavite için elektrik alan haritası ve rezonans frekansı değeri



## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Taylan SİPAHİ  
Doğum Yeri : Ankara  
Doğum Tarihi : 3 Mart 1986  
Medeni Hali : Evli  
Yabancı Dili : İngilizce, İsveççe, Almanca

### Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Sıhhiye Atatürk Anadolu Lisesi, 2004  
Lisans : Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Bölümü 2010  
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı (Şubat 2010 – Haziran 2013 )

### Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

Ankara Üniversitesi Bilimsel Araştırma ve Projelendirme Bölümü, Proje  
Mühendisi (2010-2011)

### Yayımları (SCI ve diğer)

- **Sipahi, T. ,** Sipahi, N. , Biedron, S. and Milton, S. 2012 Proceedings The CSU Accelerator Facility and FEL Facility, Free Electron Laser (FEL) Conference
- **Sipahi, T. ,** Biedron, S. and Milton S. 2012, ‘X-band linac for CSU accelerator, 1<sup>5th</sup> Annual Directed Energy Symposium (DEPS), Albuquerque, New Mexico

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### İÇE GİRİNTİLİ VE DAR ARALIKLI KLAYSTRON KAVİTESİNİN REZONANS FREKANSI HESABI

Taylan SİPAHİ

Ankara Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Basri ÜNAL

Elektromanyetik rezonatörlerin ilk kullanımına 1940’larda klaystron gibi elektronik aygıtlarda başlandığı halde, sonrasında daha başka alanlara da yayılmış ve günümüzde radar sistemleri radyo ve televizyon istasyonları, uydu sistemleri ve parçacık hızlandırıcılarında yer bulmuştur.

Özellikle son yıllarda yüksek güç gerektiren modern parçacık hızlandırıcılarında çok sayıda ve değişik tipte kavite rezonatör olarak kullanılmaktadır. Örneğin, hızlandırıcının ilk katı olan elektron kaynağı kısmında kullanılan kavite sayesinde rf elektron tabancası oluşturulmuştur. Buradan çıkan atmalı ve gruplaştırılmış elektronlar daha sonra doğrusal parçacık hızlandırıcılarında hızlandırma işlemine tabi tutularak yüksek enerjilere çıkarılırlar. Doğrusal hızlandırıcı katında birbiri ile ilişkili rezonatörler (coupled resonators) bulunur. Hızlandırıcı boyunca istenilen yüksek enerji ve frekansları elde edebilmek için bu rezonatörlerin özelliklerinin detaylı olarak bilinmesi gerekmektedir. Bunun için ilk olarak enerji kaybının en az hale getirilmesi için rezonans frekansı duyarlılıklı bir şekilde hesaplanarak kavite tasarımlarının buna göre yapılması gerekmektedir. Bu tasarımlar suresince analitik hesaplamaların kıyaslanabileceği çeşitli bilgisayar programları üretilmiştir. Bunların en temeli olarak sayılan program SUPERFISH programıdır.

Bu tezde sonlu farklar yöntemi kullanılarak SUPERFISH programı ile farklı geometrilere sahip rf kavite için duyarlılıklı rezonans frekansı hesaplamaları yapılmış ve sonuçlar, analitik hesaplamalarla kıyaslanarak doğruluğu test edilmiştir.

**Mayıs 2013, 64 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** RF elektron tabancası, RF kavite, Rezonans frekansı, Klaystron, Sonlu farklar yöntemi

## **ABSTRACT**

Master Thesis

### **RESONANCE FREQUENCY CALCULATION OF A NARROW GAP REENTRANT KLYSTRON CAVITY**

Taylan SİPAHİ

Ankara University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Basri ÜNAL

Electromagnetic resonators, while firstly used in 1940's in apparatuses like klystrons, afterwards their usage spread into other areas and today they have found place in fields such as radar systems, radio and television stations, satellite systems and particle accelerators.

Especially in recent years, many resonant cavities of different types are used in modern particle accelerators that require high power. In the first part of the particle accelerators, the electron source part, rf cavities are used to form the electron gun. Bunched particles, which are coming from the electron gun, go through the main linear accelerator where the particles are accelerated to higher energies. In this part of the particle accelerators coupled resonators are used mostly. In order to get the desired high energies and the frequencies it is necessary to know the detailed properties of these resonators. For this purpose, to reduce the energy loss to minimum first, the resonance frequency should be calculated with precision and the cavity should be designed accordingly. Various computer codes have been produced that allow comparison with the analytical calculations during all these design processes. SUPERFISH is considered as the basis of these codes.

In this thesis, using the finite difference method by SUPERFISH program, calculation of resonant frequencies with precision for rf cavities having different geometry were made and the results were compared for accuracy by the analytical calculations.

**May 2013, 64 pages**

**Key Words:** RF electron gun, RF cavity, Resonance frequency, Klystron, Finite difference method

## TEŞEKKÜR

Tezimin yazımı sırasında emeği geçen başta danıŐmanım Prof. Dr. Basri UNAL (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı) olmak üzere, bölümümüz hocalarından ve ayrıca dekanımız olan Prof. Dr. Alvi Ulvi YILMAZER'e, Fizikte Matematiksel Metotlar dersindeki emeklerinden dolayı Prof. Dr. Mehmet KABAK'a (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı) teŐekkürü bir borç biliyorum.

Yüksek lisans stajımı MAX-lab'ta (Lund Üniversitesi, İsveç) yapabilmem için gerekli davet mektubu ve hazırlıkların tamamlanması sırasında emeği geçen Prof. Sverker WERIN'e, stajım süresince değerli tecrübelerini benimle paylaşan baŐ mühendis olan Dr. Dionis KUMBARO'ya en içten teŐekkürlerimi sunuyorum.

Stanford Üniversitesi emekli profesörü ve Stanford Lineer Parçacık Hızlandırıcı Laboratuvarı (SLAC) Dairesel Hızlandırıcı Birimi eski başkanı Prof. Dr. Herman WINICK'e, yurt dışı parçacık hızlandırıcı okullarına (JAS, JUAS, USPAS) kabulüm ve SLAC'taki araştırma ziyaretim boyunca emek ve destekleri için teŐekkürü bir borç biliyorum.

Ayrıca beraber baŐladığımız bu yolda beni hiç bir zaman ve hiç bir koşulda yalnız bırakmayan ve içimdeki bilim hevesini her zaman destekleyen sevgili eşim Fizik Mühendisi Nihan SİPAHİ'ye en içten teşekkür ve sevgilerimi sunuyorum.

KANDEMİR ve SİPAHİ aileleri olarak her zaman desteklerini yanımda hissettiğim tüm aileme bu tezin birer parçası oldukları için en içten şekilde teŐekkürlerimi sunuyorum.

Bu tez süresi dahilinde tamamlamıŐ olduğum yüksek lisans stajım Avrupa Birliği Erasmus Staj programı tarafından desteklenmiŐtir.

Taylan SİPAHİ  
Ankara, Mayıs 2013

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Klaystronun Tanımı ve Yapısı.....	1
1.2 Silindirik RF Kavite.....	3
1.3 Rezonatör Kavite İçerisindeki Elektromanyetik Alan Modları.....	4
1.4 İçe Girintili RF Kavite.....	5
1.5 Klaystronun Tarihi Gelişimi.....	7
2. KURAMSAL TEMELLER.....	11
2.1 Silindirik Kavite $TM_{010}$ Modu Çözümlemesi.....	11
2.2 Silindirik Simetrik Kesit Alanı Düzensiz Kavite için Yaklaşık Rezonans Frekansı.....	16
2.3 Klaystron Kavitesi için Yaklaşık Olarak Rezonans Frekansının Bulunması.....	20
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	24
3.1 SUPERFISH Rezonans Frekansı Hesabı.....	24
3.2 SUPERFISH Programı ile Rezonans Frekansının Elde Edilmesinde Kullanılan Komutlar.....	28
3.3 SUPERFISH Programında Kullanılan Izgaralama Yöntemi .....	29
3.4 SUPERFISH Programı ile RF Alan Hesaplamaları ve Kök Bulma.....	34
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	35
4.1 Kontrol Kavitesi için Rezonans Frekans Değerinin Analitik ve Nümerik Sonuçları. ....	35
4.2 İçe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için Rezonans Frekans Değerinin Analitik ve Nümerik Sonuçları.....	37

<b>4.3 İe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için Rezonans Frekans Değerinin Nümerik Sonuçlarının Analitik ve Deneysel Sonuçlar ile Kıyaslanması..</b>	<b>41</b>
<b>5. SONUÇ</b>	<b>43</b>
<b>KAYNAKLAR</b>	<b>45</b>
<b>EKLER</b>	<b>47</b>
<b>EK 1. SUPERFISH Programında Rezonans Koşulu</b>	<b>48</b>
<b>EK 2. Düzensiz (Irregular) Üçgensel Izgara Oluşturulması ve Sonlu Farklar Denklemlerinin Elde Edilmesi</b>	<b>52</b>
<b>EK 3. SUPERFISH Programının Tarihçesi</b>	<b>55</b>
<b>EK 4. Silindirik Rf Kavite için SUPERFISH Komut Giriş Dosyası</b>	<b>57</b>
<b>EK 5. Tiwari ve Hannurkar (2010) Makalesindeki İe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kavitesi için SUPERFISH Giriş Komutları</b>	<b>58</b>
<b>EK 6. Williamson (1976) ve Jaworski (1978) Makalelerindeki İe Girintili ve Dar Aralıklı Klaystron Kaviteleri için SUPERFISH Giriş Komutları ve Çıktı Dosyaları</b>	<b>59</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	<b>64</b>

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<b><i>B</i></b>	Manyetik Akı Yoğunluğu
<i>c</i>	Işık Hızı
<b><i>D</i></b>	Elektriksel Yer Değiştirme
<i>D(k<sup>2</sup>)</i>	Dalga Sayısı Fonksiyonu
<b><i>E</i></b>	Elektrik Alan
<i>f<sub>0</sub></i>	Rezonans Frekansı
<b><i>H</i></b>	Manyetik Alan
<i>k</i>	Dalga Sayısı
<i>J<sup>m</sup></i>	Magnetik Akım
<i>I<sub>n</sub>(x)</i>	n indisli 1. Tip Değiştirilmiş (Modified) Bessel Fonksiyonu
<i>J<sub>n</sub>(x)</i>	n indisli 1. Tip Bessel Fonksiyonu
<i>K<sub>n</sub> x</i>	n indisli 2. Tip Değiştirilmiş Bessel Fonksiyonu
<i>Y<sub>n</sub>(x)</i>	n indisli 2. Tip Bessel Fonksiyonu
<i>Z</i>	Boş Uzayın Empedansı
<i>ε</i>	Madde İçinde Elektriksel Geçirgenlik
<i>ε<sub>0</sub></i>	Boş Uzayın Elektriksel Geçirgenliği
<i>ε<sub>r</sub></i>	Bağıl Elektrik Geçirgenlik
<b><i>ℰ</i></b>	Konuma ve Zamana Bağlı Elektrik Alan
<b><i>ℋ</i></b>	Konuma ve Zamana Bağlı Manyetik Alan
<i>μ</i>	Madde İçinde Manyetik Geçirgenlik
<i>λ<sub>0</sub></i>	Dalga Boyu
<i>μ<sub>0</sub></i>	Boş Uzayın Manyetik Geçirgenliği
<i>μ<sub>r</sub></i>	Bağıl Manyetik Geçirgenlik
<i>v</i>	Geometrik Faktör
<i>φ</i>	Akı Yoğunluğu
<i>ω</i>	Açısal Frekans

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 Klaystronun çalışma prensibinin şematik olarak gösterimi.....	2
Şekil 1.2 Klaystronun iç yapısı.....	3
Şekil 1.3 Silindirik RF kavite.....	3
Şekil 1.4 TM modda silindirik rf kavite için elektromanyetik alanların yönelimleri.....	4
Şekil 1.5 Silindirik RF kavitenin kesit alanı.....	5
Şekil 1.6 İç girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinin 3 boyutlu gösterimi.....	6
Şekil 1.7 İç girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesinin kesit alanı.....	6
Şekil 1.8 İç girintili klaystron kavitesinin kesit alanı üzerinde elektrik alan dağılımı.....	6
Şekil 1.9 Varian kardeşlerin ilk klaystron kavitesi.....	7
Şekil 1.10 W. Hansen ve öğrencileri.....	8
Şekil 2.1 z eksenini etrafında dönele simetrik kontrol kavitesi.....	12
Şekil 2.2 Silindirik simetrik rezonans kavitesinin kesit alanı.....	17
Şekil 2.3 İç girintili klaystron kavitesinin şematik gösterimi.....	21
Şekil 3.1 Silindirik kavitenin dörtte bir kesit alanı.....	24
Şekil 3.2 S yüzeyinin altıyüzeyle bölgeye ayrılmış hali.....	26
Şekil 3.3 SUPERFISH Programının akış diagramı.....	27
Şekil 3.4 $r - z$ koordinatlarındaki ızgaralamanın $x - y$ koordinatlarındaki ızgaralama ile karşılaştırılması.....	31
Şekil 3.5 Çizgi integrali alımı için gösterim.....	31
Şekil 3.6 Düzensiz üçgensel ızgara ve ikincil altıgen.....	33
Şekil 3.7 Düzensiz üçgensel ızgara için açıl tanımları.....	33
Şekil 3.8 Rezonans frekansının dalga katsayısına bağılı olarak grafiksel gösterimi.....	34
Şekil 4.1 Silindirik kavite için elektrik alan deseni ve rezonans frekansı değeri.....	37
Şekil 4.2 İç girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi SUPERFISH geometrisi ve elektrik alan çizgileri.....	40



## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 Silindirik kavite için farklı ızgara değerleri için hesaplanan rezonans frekansları.....	36
Çizelge 4.2 İçe girintili klaystron kavitesi için artan düğüm nokta sayısına göre rezonans frekans değerleri.....	39
Çizelge 4.3 İçe Girintili klaystron kavitesi için SUPERFISH değeri ile analitik rezonans frekans değeri karşılaştırması.....	40
Çizelge 4.4 $f_m$ : deneysel, $f_w$ : teorik sonuçlar ve $f_0$ : SUPERFISH programı ile bulunan sonuçlar.....	41
Çizelge 5.1 İçe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için SUPERFISH değeri ile analitik frekans değeri karşılaştırmasındaki % hata payı değeri.....	43
Çizelge 5.2 İçe girintili ve dar aralıklı klaystron kavitesi için SUPERFISH değeri ile deneysel ve teorik rezonans frekans değerlerinin karşılaştırmasındaki % hata payı değerleri.....	44