

**T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜRÜYEN DALGA TÜPLERİNİN BİLGİSAYAR DESTEKLİ
MODELLENMESİ VE SİMÜLASYONU**

Necati HAYTURAL

**Danışman
Prof. Dr. Lütü ÖKSÜZ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA - 2018**



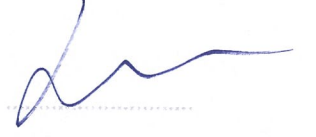
© 2018 [Necati Haytural]

TEZ ONAYI

Necati HAYTURAL tarafından hazırlanan "**Yürüyen Dalga Tüplerinin Bilgisayar Destekli Modellenmesi ve Simülasyonu**" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri önünde Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak başarı ile savunulmuştur.

Danışman

Prof. Dr. Lütfi ÖKSÜZ
Süleyman Demirel Üniversitesi



Jüri Üyesi

Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL
Atatürk Üniversitesi



Jüri Üyesi

Doç. Dr. Ali GÜLEÇ
Süleyman Demirel Üniversitesi



Enstitü Müdürü

Prof. Dr. Yasin TUNCER

TAAHHÜTNAME

Bu tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Necati HAYTURAL



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER.....	i
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ.....	4
2.1. Elektron Tabancaları	4
2.2. Klistronlar	6
2.3. Yavaş Dalga Yapısı	9
2.4. Yürüyen Dalga Tüpleri	10
3. YÜRÜYEN DALGA TÜPLERİNİN TEORİSİ	14
3.1. Yavaş Dalga Yapısı Teorisi.....	14
3.1.1. Floquet Teoremi.....	14
3.1.2. Uzay Harmonikleri	15
3.2. YDT'nin Lineer Teorisi.....	17
3.2.1. Elektronik Denklem	17
3.2.2. Devre Denklemi.....	18
3.2.3. Determinantal Denklem.....	18
3.2.4. Senkronize Durum	21
3.2.5. Düşük Uzay-Yüküyle Senkronize Durum	22
3.2.6. Düşük Asenkronizasyon Durumu	23
3.2.7. Uzay-Yük Etkileri	24
3.2.8. Dalga Yavaşlatma Yapısında Sönümlleme ve Kayıp Etkileri.....	25
3.3. Helis YDT'lerin Bazı Operasyonel Özellikleri.....	26
3.3.1. Bant Genişliği.....	26
3.3.2. Kazanım	27
3.3.3. Güç	31
4. MODELLEME VE SİMÜLASYON METOTLARI.....	34
4.1. CST Stüdyo Süit.....	34
4.1.1. CST Mikrodalga Stüdyo	35
4.1.2. CST Parçacık Stüdyo	36
4.2. YDT Yapılarının Modellenmesi.....	38
4.2.1. Dalga Yavaşlatma Yapısı	38
4.2.2. Selenoit	40
4.2.3. Periyodik Kalıcı Mıknatıslar	41
4.3. YDT Yapılarının Simülasyonları.....	42
4.3.1. Ön Hesaplamalar	42
4.3.2. Dalga Yavaşlatma Yapısı – Öz Mod Çözümleyici.....	43
4.3.3. Selenoit	45
4.3.4. Periyodik Kalıcı Mıknatıslar	47
4.3.5. Dalga Yavaşlatma Yapısı – Geçiş Çözümleyici.....	48
4.3.6. Dalga Yavaşlatma Yapısı – Hücre İçinde Parçacık.....	50
4.4. Parametrik Analizler	52
4.4.1. Dalga Yavaşlatma Yapısı – Öz Mod Çözümleyici.....	53

4.4.2. Selenoit	57
4.4.3. Periyodik Kalıcı Magnet	59
4.4.4. YDT – Geçiş Çözümleyici	62
4.4.5. YDT – Hücre İçinde Parçacık Çözümleyici	64
4.4.6. Farklı Geometrilere Örnekler	69
4.4.7. Simülasyonlardaki Karşılaşılabilecek Olası Problemler	75
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	79
KAYNAKLAR	82
ÖZGEÇMİŞ.....	85



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YÜRÜYEN DALGA TÜPLERİNİN BİLGİSAYAR DESTEKLİ MODELLENMESİ VE SİMÜLASYONU

Necati HAYTURAL

Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Lütü ÖKSÜZ

Bu tez çalışmasında CST Mikrodalga ve Parçacık Stüdyo yazılımları kullanılarak lineer vakum tüplerinden olan yürüyen dalga tüplerinin modellenmesi gerçekleştirildi. Literatürden edinilen bilgilere göre modelleme çalışmaları gerçekleştirildikten sonra bu yapılar simülasyonlara tabi tutuldu.

Yürüyen dalga tüplerini oluşturan temel yapı olan dalga yavaşlatma yapılarının parametrik simülasyonları ile yüksek frekans karakteristikleri araştırıldı. Dalga yavaşlatma yapısının temel bileşeni olan helis yapısının boyutlarıyla ilgili olan parametrelerin en kritik parametreler olduğu gözlemlendi. Bu parametreler içinde en önemli olan iki parametre yarıçap ve helis periyodu olarak analiz edildi. Yarıçapın, çalışma frekansına olan doğrudan etkisi grafiklerle gösterildi. Helis periyodunun ise sistemin faz hızına olan etkisi benzer şekilde ortaya koyuldu.

Yürüyen dalga tüplerinin önemli bileşenlerinden olan manyetik alan kaynakları; selenoit ve kalıcı periyodik mıknatıs sistemleri ayrıca modellendi. Bu yapıların ne şekilde modellenmesi gerektiği literatür bilgisi ve gerçek hayat uygulamaları açısından örneklenerek simülasyona sokuldu. Elde edilen sonuçlarla hem mıknatıs sistemiyle hem de selenoitte elektron demeti odaklanarak başarılı bir biçimde yöntemin doğruluğu gösterildi.

Ayrıca yürüyen dalga tüplerinin yüksek frekans sinyalleri iletmesinde ve gerçek hayatta kullanılan ve geneli 50 Ohm empedansa sahip kaynaklara bağlanmasını sağlayan kuplör elemanlar modellendi. Yapılan modellerin simülasyon sonuçları sistemin iyileştirildiğini belgeler nitelikte oldu.

Farklı frekanslarda ve farklı geometrilerdeki yapıların da simülasyonları ve bu simülasyonların ne şekilde yapılması gerektiği anlatılarak konuya ilgisi olanlar için öğretici nitelikte bir çalışma ortaya koyuldu.

Anahtar Kelimeler: Yürüyen dalga tüpleri, vakum tüpleri, kalıcı periyodik mıknatıs, mikrodalga amplifikatörleri.

2018, 85 sayfa

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

COMPUTER AIDED MODELLING AND SIMULATIONS OF TRAVELING WAVE TUBES

Necati HAYTURAL

**Süleyman Demirel University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics**

Supervisor: Prof. Dr. Lütfi ÖKSÜZ

In this thesis, traveling wave tubes, one of the branches of the linear vacuum tubes, are modeled by using the CST Microwave & Particle Studio softwares. The models were constructed due to the knowledge granted from the literature search and simulated afterwards.

The main part of the traveling wave tubes, which is called the slow wave structures, are parametrically simulated and their high frequency characteristics were investigated. The helix being the main part of the slow wave structure is also investigated parametrically and it was found that the most important parameters are the helix radius and the period. The graphical results showed that the radius defines the frequency band and the period playing a vital role in the phase velocity of the RF.

The magnetic field sources of the TWTs; solenoids and periodic permanent magnets were modeled additionally. Real life limitations and literature knowledge were applied together to demonstrate how those elements should be modeled. Magnetic fields of both models were applied to TWT simulation and they successfully confined the electron beam.

Moreover, the couplers, which are used to match the impedance between the TWT and the sources and sinks were modeled. Simulation results showed the improvement that is the result of the coupling elements.

Finally, different slow wave structures and different frequency band simulations were given and how these simulations should be done were explained throughout this work. In this manner, this work should clarify the subject of traveling wave tube modeling and simulations by using the CST software for people that are interested and eager to have some insights.

Keywords: Traveling wave tubes, vacuum tubes, periodic permanent magnets, microwave amplifiers.

2018, 85 pages

TEŞEKKÜR

Bu tezin konusu olan yürüyen dalga tüpleri ve en genel haliyle mikrodalga mühendisliğinin bambaşka dünyasından haberdar olmamı sağlayan değerli danışman hocam Prof. Dr. Lütfi Öksüz'e teşekkürü bir borç bilirim. Kendisi gerek sunduğu donanımsal imkanlar ile gerekse de laboratuvar ortamında birebir kullanımımıza açık cihazlarla bu tez çalışmasının gerçekleşmesinde önemli bir yere sahiptir.

Araştırmam esnasında bana manevi destek olan, zorlandığım zamanlarda tekrar motivasyonumu kazanmamı sağlayan araştırmacı arkadaşım Ferhat Bozduman, Ümran Koç ve Hakan Yeşiltepe'ye de ayrıca teşekkürlerimi iletirim.

4802-YL2-16 No'lu Proje ile tezimi maddi olarak destekleyen Süleyman Demirel Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetim Birimi Başkanlığı'nın desteği sayesinde kiralayabildiğimiz CST yazılımı için minnettarlığımı belirtirim. Ayrıca 1140075 numaralı TEYDEB projemizi destekleyen TÜBİTAK'a da teşekkürü borç bilirim.

Tezimin her aşamasında beni yalnız bırakmayan ve itekleyici güçleriyle desteklerini esirgemeyen aileme sonsuz sevgi ve saygılarımı sunarım.

Necati HAYTURAL
ISPARTA, 2018

ŞEKİLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Pierce tabancasının genel görünümü	4
Şekil 2.2. Tipik bir Pierce tabancası yaovısı.....	5
Şekil 2.3. Akım kontrolü için farklı teknikler	6
Şekil 2.4. Kavite rezonatör modeli	7
Şekil 2.5. Izgarasız kavitelerin fabrikasyona uygun biçimlenmesi.....	8
Şekil 2.6. Klistronun temel yapısı	8
Şekil 2.7. Çıkış kavitesinde enerji aktarım süreci.....	9
Şekil 2.8. Helikal yavaş-dalga yapısı.....	10
Şekil 2.9. Yüzük ve çubuk hat, tarak hat, eşlenmiş oyuklu hat yapıları	11
Şekil 2.10. Düz bir teldeki yükler ve RF elektrik alanı	11
Şekil 2.11. Helis biçimindeki telde oluşan RF elektrik alan	12
Şekil 2.12. Kompfner tarafından yapılan ilk yürüyen dalga tüpünün şeması	12
Şekil 2.13. Pierce tarafından yapılan helis amplifikatör.....	13
Şekil 3.1. Periyodik bir yapının dispersiyon diyagramı.....	17
Şekil 3.2. YDT'nin dağıtılmış elemanlarla temsili iletim hattı modeli	18
Şekil 3.3. YDT senkron durumundaki dalgaların akraçkteristiği	22
Şekil 3.4. Farklı uzay-yük parametreleri için determinantal denklemin kökleri.....	25
Şekil 3.5. Farklı tipte yüklenmiş dalga yavaşlatma yapıları	26
Şekil 3.6. Farklı yüklenmiş tüplerin normalize faz hızı ve hız parametre yapıları.....	27
Şekil 3.7. Frekansla değişen etkileşim empedansı.....	28
Şekil 3.8. Koaksiyel kablo kesit gösterimi	28
Şekil 3.9. Tipik bir koaksiyel hatta empedans geçiş tekniği.....	29
Şekil 3.10. Helisin koaksiyel hatta bağlantısındaki empedans geçişi.....	29
Şekil 3.11. Osilasyon başlangıcında etkili parametreler.....	30
Şekil 3.12. İki kesimden oluşan YDT yapısı	30
Şekil 3.13. Destek çubukları üzerindeki kayıplı film yapısı	31
Şekil 3.14. Geri yönlü dalga etkileşiminin helis üzerinde betimlenmesi	32
Şekil 3.15. Helis periyodunun değiştirilmesi	32
Şekil 3.16. Frekans seçici yüzey filmi.....	33
Şekil 4.1. "Leap frog" algoritma yapısının temsili	37
Şekil 4.2. Hücre-içinde-parçacık kodunun işleyiş mekanizması	38
Şekil 4.3. Dalga yavaşlatma yapısının tek turluk modeli	39
Şekil 4.4. Eksen etrafında döndürme ile oluşturulan selenoit	40
Şekil 4.5. CST yazılımının "Coil" komutuyla selenoit oluşturulması	41
Şekil 4.6. Kalıcı mıknatıslar ve nonlinear ara kutuplayıcılar	41
Şekil 4.7. Periyodik sınır koşullarının ayarlanması.....	44
Şekil 4.8. Faz parametresinin periyodik doğrultuda tanımlanması.....	44
Şekil 4.9. Kullanıcı tanımlı makronun aktifleştirilmesi.....	45
Şekil 4.10. Bakır modellenmiş selenoit simülasyonunun hazırlanması	46
Şekil 4.11. CST "Coil" komutuyla oluşturulan selenoidin elektriksel parametreleri.....	46
Şekil 4.12. Mıknatıs tanımlamalarının yapılması	47
Şekil 4.13. B-H eğrisinin tanımlanması/içerik aktarılması	48
Şekil 4.14. YDT yapısının tam hali.....	49

Şekil 4.15. Monitörlerin tanımlanması.....	50
Şekil 4.16. DC emisyon kinetik seçenekleri	51
Şekil 4.17. Çözücü ayarları ve uyarma sinyal/port belirlenmesi.....	52
Şekil 4.18. Destek çubuğu kalınlığının dispersiyona etkisi	53
Şekil 4.19. Etkileşim empedansının dielektrik çubuk kalınlığıyla değişimi.....	53
Şekil 4.20. Tel kalınlığının dispersiyona etkisi.....	54
Şekil 4.21. Tel kalınlığının etkileşim empedansına etkisi	54
Şekil 4.22. Helis periyodunun dispersiyona etkisi.....	55
Şekil 4.23. Helis periyodunun etkileşim empedansına etkisi.....	55
Şekil 4.24. Helis yarıçapının dispersiyona etkisi.....	56
Şekil 4.25. Helis yarıçapının etkileşim empedansına etkisi	56
Şekil 4.26. Selenoitte tur sayısına bağlı olarak manyetik alanın değişimi.....	57
Şekil 4.27. Bakır telden tanımlanan iki katlı selenoit	57
Şekil 4.28. Selenoit ekseninde oluşan manyetik alan	58
Şekil 4.29. CST komutuyla oluşturulan bobinin eksenel manyetik alanı	58
Şekil 4.30. Yüzüksü kalıcı mıknatıs modeli.....	59
Şekil 4.31. Magnet dış yarıçapıyla değişen eksenel manyetik alan	59
Şekil 4.32. Magnet kalınlığının eksenel manyetik alana etkisi.....	60
Şekil 4.33. Nonlineer malzeme eklenmiş kalıcı magnet dizisi.....	60
Şekil 4.34. Demir iç uzantısının manyetik alana etkisi	61
Şekil 4.35. Demir kalınlığının manyetik alana etkisi.....	61
Şekil 4.36. 50 Ohm empedansına ayarlanmış port.....	62
Şekil 4.37. 4-8 GHz arası S-parametreleri	62
Şekil 4.38. Konektörde empedans geçiş kesitleri.....	63
Şekil 4.39. Konektör iyileştirmesi ile elde edilen S-parametreleri.....	63
Şekil 4.40. 6 GHz simülasyonunun zaman sinyalleri	64
Şekil 4.41. 6 GHz simülasyonunun yakınlaştırılmış zaman sinyalleri.....	64
Şekil 4.42. 6.5 GHz simülasyonunun zaman sinyalleri.....	65
Şekil 4.43. 5.5 GHz simülasyonunun zaman sinyalleri.....	66
Şekil 4.44. Selenoit yapısının YDT'ye uygulanması	67
Şekil 4.45. Selenoitli YDT'nin parçacık monitöründen bir kesit.....	67
Şekil 4.46. Kalıcı periyodik mıknatısların YDT'ye uygulanması.....	68
Şekil 4.47. Periyodik mıknatıslı YDT'nin parçacık monitöründen bir kesit	68
Şekil 4.48. 6 GHz'de üç farklı manyetik alan yapısının çıkış sinyalleri	68
Şekil 4.49. Elektronların 19,5 ns anındaki enerji-konum değerleri.....	69
Şekil 4.50. Dikdörtgen tel ve profilden modellenmiş dalga yavaşlatma yapısı.....	70
Şekil 4.51. Dikdörtgensel periyodik YDT yapısı	70
Şekil 4.52. Dikdörtgen YDT zaman sinyalleri	71
Şekil 4.53. Şerit helis ve çubuklardan oluşan dalga yavaşlatma yapısı.....	71
Şekil 4.54. Şerit yapılı YDT'nin 13.25 GHz zaman sinyalleri	72
Şekil 4.55. Kıvrımlı dalga kılavuzunun yapı ve ölçüleri	72
Şekil 4.56. Kıvrımlı dalga kılavuzu YDT	73
Şekil 4.57. Kıvrımlı dalga kılavuzu dispersiyon eğrisi.....	73
Şekil 4.58. Kıvrımlı dalga kılavuzu grup hızları	74
Şekil 4.59. Kıvrımlı dalga kılavuzu YDT'nin zaman sinyalleri	74
Şekil 4.60. Yakınlaştırılmış zaman sinyalleri	75

Şekil 4.61. Öz mod çözümleyici faz hızı grafiği.....	75
Şekil 4.62. 6 GHz frekansında elektrik alanın z bileşeni.....	76
Şekil 4.63. Port uyumlaması yapılmamış YDT simülasyonu.....	77
Şekil 4.64. 0.28 T manyetik alanlı parçacık simülasyonundan bir kesit	78
Şekil 4.65. 0.20 T manyetik alanlı parçacık simülasyonundan bir kesit	78



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

AC	Alternatif akım
b	Pierce hız parametresi
C	Pierce kazanım parametresi
CST	Computer Simulation Technologies
dB	Desi Bell
DC	Doğru akım
D_i	Koaksiyel kablunun iç iletken çapı
D_o	Koaksiyel kablunun dış iletken çapı
e_-	Elektronun yükü
E_z	Eksenel elektrik alan
G	Kazanç
GHz	giga Hertz
I_0	DC elektron demet akımı
i_z	Eksenel elektrik alana bağlı elektron demetindeki akım
kHz	kilo Hertz
L	YDT devresinin kaybı
LC	İndüktans ve kapasitansın devre sembolleri
L_l	İletim hattının birim uzunluktaki indüktansı
m_e	Elektronun kütlesi
q	Pierce uzay-yük parametresi
RF	Radyo frekansı
THz	tera Hertz
UHF	Ultra yüksek frekans
V_0	DC elektron hızlandırma potansiyeli
v_g	Grup hızı
v_p	Faz hızı
$v_{\phi 0}$	Sıfırıncı harmoniğin faz hızı
VSWR	Voltaj duran-dalga oranı
YDT	Yürüyen Dalga Tüpü
Z_0	İletim hattının karakteristik empedansı
β	Propagasyon sabiti
β_c	İletim hattı modelinin propagasyon sabiti
β_c^*	Pertürbe edilmemiş dalganın kayıplı propagasyon sabiti
β_0	Sıfırıncı harmoniğin propagasyon sabiti
β_d	Sönümlenme katsayısı
β_e	Elektron demetinin propagasyon sabiti
β_p	Elektron plazmasının propagasyon sabiti
δ	Artımlı propagasyon sabiti
ϵ	Malzemenin elektrik geçirgenlik katsayısı
ϵ_0	Uzayın elektrik geçirgenlik katsayısı
ϵ_r	Dielektrik malzemenin göreceli elektrik geçirgenlik katsayısı
λ	Dalga boyu
λ_n	n numaralı harmoniğin dalga boyu
μ	Manyetik duyarlılık katsayısı
η	Elektronun yük/kütle oranı
ρ	Hacimsel yük yoğunluğu
ρ_i	Giriş yansıma katsayısı

ρ_o	Çıkış yansıma katsayısı
ω	Açısal frekans
ω_p	Plazmanın serbest uzaydaki açısal frekansı
ω_q	Plazmanın indirgenmiş açısal frekansı



1. GİRİŞ

Radyo dalgaları kapsadıkları geniş frekans bandı ve bu frekanslara karşılık gelen dalga boyları açısından büyük öneme sahiptir. Uydu-haberleşme, radar, elektromanyetik uyumluluk vb. konular, radyo frekanslarının günümüzdeki tipik uygulama alanlarından sadece bazılarıdır. Bu alanlardaki gerekliliklerin gelişen teknolojiyle çeşitlenmesi de bu yenilikleri sağlayabilecek özellikte cihazlarla mümkün olmaktadır. Örnek olarak 1900'lerin başlarında icat edilen triyotlar ile vakum ortamında amplifikasyon mümkün kılınmış, bu icadı takip eden araştırmalar ise daha yüksek güçlere çıkabilen cihazlara önayak olmuştur. Günümüzde yaygınca kullanılan transistör denilen katı hal cihazlarının kökeni triyotlara dayanır. Triyotlar sayesinde radyo dalgaları güçlendirilebilmiş, uzun mesafeli yayınlar mümkün olmuştur (Eichmeier ve Thumm, 2008). II. Dünya Savaşı yaklaştığı esnada ise radarlarda kullanılmak üzere, yüksek frekans ve yüksek güce sahip yeni tüpler üzerinde çalışılmaktaydı. Klistron adı verilen bu tüpler mikrodalga frekanslarındaki sinyalleri ciddi ölçülerde yükseltebilen ve bunu yaparken elektronların modülasyonundan faydalanan cihazlardı (Gilmour, 2011). Kaynak olarak bir elektron tabancası, RF sinyalin sisteme girildiği kaviterler, elektronların kaviterler arasında saçılmasını engelleyen manyetik alan kaynağı ve en sonda da elektronların kalan enerjisini toplamaya yarayan kolektörler, klistronların en temel bileşenleridir. Hatta birçok mikrodalga vakum tüpünde de benzer sistemler bulunur.

Klistronlarda giriş kavitesinden verilen RF sinyali, elektronları modüle ederek kümeler halinde ilerlemesini sağlar. Çıkış kavitesine gelindiğinde ise, modülasyona uğramış elektronlar kaviteyle rezonansa girerek enerjilerini kaviteye aktarır giriştekinden çok daha yüksek bir RF sinyali elde edilmesini sağlamaktaydı. Aralarında fiziksel bir bağlantı bulunmayan kaviterlerin rezonans prensibiyle çalışan klistronlar, bant genişliği olarak dar bantlı cihazlardır (Eichmeier ve Thumm, 2008).

Klistronlar, birbirinden ayrık kaviterleri ve süreksiz iletim yönleriyle, yürüyen dalga tüpü denilen ve sürekli bir etkileşimin bulunduğu cihazlara ilham kaynağı

olmuştur. İlk kez Rudolph Kompfner isimli araştırmacı, koaksiyel iletim hatlarının yüksek frekans sinyalleri başarıyla taşıyabilmesinden yola çıkarak bu telleri helikal biçimde sardığında, tel ekseninde RF elektrik alan oluşturabileceğini öngörmüştür (Gilmour, 2011). Böylece hem geniş bantlı bir sistem elde etmiş olacak, hem de helisin ekseninden gönderilecek elektronların modülasyonunu sağlayabilecekti. Klistronlara benzer biçimde kaynak olarak elektron tabancası, kolektör ve manyetik alan kaynağının bulunduğu yürüyen dalga tüpleri, klistronlardan farklı olarak ise sürekli bir iletim hattı içerir. Elektromanyetik dalgaların yaklaşık olarak ışık hızında ilerlediği bu iletim hatları helis biçiminde sarıldığında, dalganın faz hızı elektron demetiyle etkileşebilecek mertebelere düşürülebilmektedir. Kompfner de bunları düşünerek yola çıkmış ve bu sistemi çalıştırmayı başararak, sisteme girdiği RF sinyalini yükseltebilmiştir.

Aynı dönemlerde Kompfner ile benzer çalışmaları Bell Laboratuvarında J. Pierce adlı mühendis de yürütmekteydi. RF vakum amplifikatörlerinde kullanılan elektron tabancaları konusunda önemli çalışmalar yapmış olan Pierce, yürüyen dalga tüpü çalışmalarını Kompfner'den daha öteye götürmüştür. Yürüyen dalga tüplerinin analizini yapan ve iletim hattı denklemleriyle bu sistemi birleştiren Pierce'ın notasyonu, günümüzde hala daha adıyla kullanılmakta olup literatürde önemli bir yer tutar.

Savaş sonrası dönemde tekrar dışa açılan dünya sayesinde gelişmeler her alanda hızlanmıştır. Yarıiletken teknolojisi ve transistörler elektronikte adeta çığır açmıştır. Teknolojideki gelişmeler üretim tekniklerini ileriye taşımış, bilgisayarların güçlenmesiyle elektromanyetik problemlerin çözülmesini sağlayan kodlar mikrodalga tüplerin ve birçok başka cihazın üretiminde büyük önem teşkil etmeye başlamıştır. Kompfner, 1940'lardaki denemelerini o zamanlar için çok yüksek bir frekans olan 3.3 GHz seviyelerinde başarıyla gerçekleştirebilmişti (Gilmour, 2011). Günümüzde ise yürüyen dalga tüpleri, 1 GHz altındaki frekanslardan 1 THz seviyelerine kadar çıkmış durumdadır (Barker vd., 2005).

Bir dönem transistörlerin ve katı hal cihazların ortaya çıkmasıyla vakum tüplerine olan ilgi azalsa da yüksek frekans ve yüksek güçlerde vakum tüpleri katı hal cihazlara üstünlük sağlamıştır. Bilhassa ortalama güç çıkışları birkaç vat mertebesinde yüzlerce kilovat mertebesine kadar çıkabilen yürüyen dalga tüpleri, pulslu çalışma durumlarında megavat mertebesinde pik güçler verebilmektedir. Baskılanmış kolektörler ile kullanıldığında verimlilik olarak %30-70 seviyelerine ulaşabilen YDT'ler, oktav mertebelerine çıkabilen bant genişlikleri bakımından da mikrodalga vakum elektroniği cihazları arasında en geniş bant aralığına sahip cihazlardır (Barker vd., 2005).

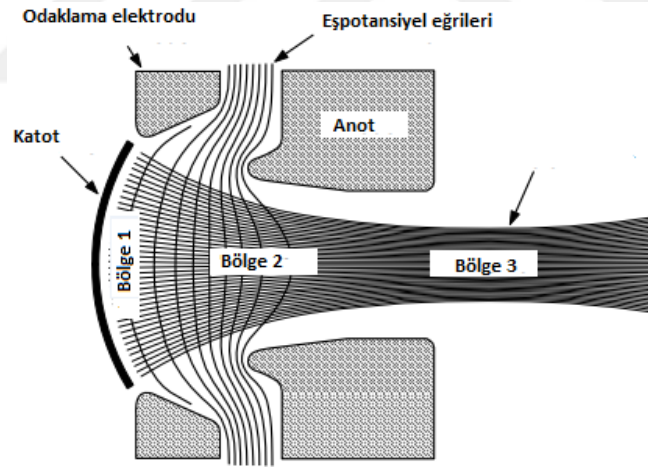
Telekomünikasyonun çok büyük öneme sahip olduğu günümüzde, yürüyen dalga tüpleri gibi cihazlar gelecek vaat eden ve ayrıca savunma alanları da göz önüne alınırsa, milli hedef şeklinde görülmesi gereken teknolojilerdir. Bu tez yazımının amacı da bu tüplerin bilgisayar ortamında tasarlanma sürecine bir ışık tutmak, araştırmalar esnasında edinilen bilgileri uygulamaya dökerek başarılı bir simülasyonun nasıl yapılabileceğini okuyucuyla paylaşmaktır.

Bu tez çalışmasında, CST Microwave Studio ve CST Particle Studio yazılımları kullanılarak yürüyen dalga tüplerinin ne şekilde tasarlanması gerektiği üzerinde durulacaktır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

2.1 Elektron Tabancaları

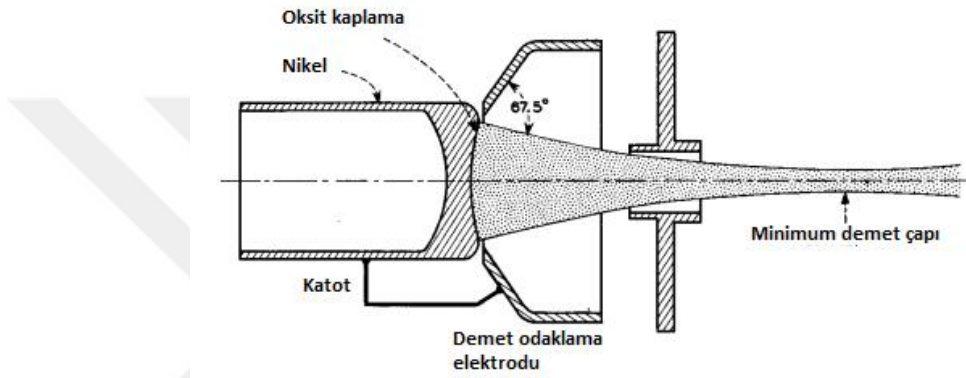
Elektron tabancaları, elektron demetlerinin kullanıldığı mikrodalga tüpleri, elektron hızlandırıcıları, mikroskoplar ve daha birçok başka cihazda bu demetin üretildiği temel bileşendir. Mikrodalga tüplerinde kullanılanlar ürettikleri elektron demetinin akımı, voltajı ve çapı gibi parametrelerde farklılıklar gösterse de çalışma prensibi olarak birbirleriyle aynı sayılırlar. Mikrodalga tabancalarının çoğunun tasarımı, J. R. Pierce tarafından ortaya koyulmuş bulgular esas alınarak yapılmaktadır. Bu tasarım yapılırken göz önüne alınan iki temel problem vardır. Bunlardan ilki, elektronların yükleri sebebiyle birbirlerini itme eğiliminde olması, ikincisi ise katot yüzeyinin sunabileceği akım yoğunluğundan çok daha yüksek akım yoğunluklarına duyulan ihtiyaçtır (Gilmour, 2011).



Şekil 2.1 Pierce tabancasının genel görünümü

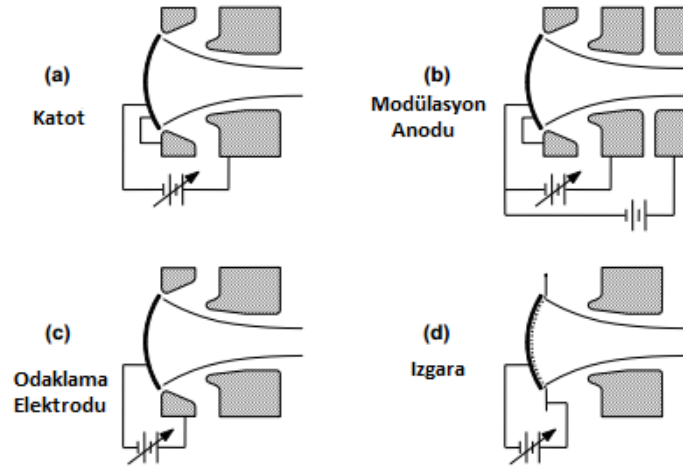
Pierce'ın bu problemlere ürettiği çözüm Şekil 2.1 yardımıyla daha rahat anlaşılabilir. Pierce, dairesel kesite sahip bir elektron demetini oluşturmak için küresel katot yüzeyi kullanmayı öngörmüştür. Birinci bölgede küresel yüzeyden fırlatılan elektronlar, odaklama elektrodunun yardımıyla neredeyse küresel ve aynı eğrilik merkezine sahip eşpotansiyel eğrilerini takip ederek ilerler. İkinci bölgede anot yüzeyindeki delik sayesinde eşpotansiyel eğrileri anoda doğru

bükölür. Bu yapı elektron demetine ıraksak bir mercek etkisi yapar. Üçüncü bölgeye ulaşan elektronlar katot-anot arası hızlandırıcı etkiden kurtulmuştur ve uzay-yükü kuvvetleri etkisinde sürüklenirler. Pierce'ın adıyla anılan geometriye sahip tabancalarda oluşturulan elektron demeti, görece olarak geniş bir katot yüzeyinden fırlatılan demetin istenilen kesit alanına küçültülmesini esas alır. Odaklama elektrodu, elektron demeti ile 67.5 derecelik açı yapar ve bu açiya da Pierce açısı denilir (Gilmour, 2011). Tipik bir Pierce tabanca yapısı Şekil 2.2'de verilmiştir.



Şekil 2.2 Tipik bir Pierce tabancası yapısı

Pierce'ın sunduğu bulguların ışığında başlanılan tasarımlar ve gelişen teknolojilerle, elektron tabancalarında elektrot yapılandırmaları yapılmış, elektron demetini kontrol edebilmek adına yeni ve yardımcı elemanlar da ortaya çıkmıştır. Yürüyen dalga tüpleri gibi cihazlarda istenilebilen farklı elektron demet yapıları yahut uzayda kullanılacak YDT'ler için yüksek katot ömrü gibi parametreleri sağlamak adına modülasyon anotları ve ızgaralar gibi yapılar elektron tabancalarına dahil olmuştur. Şekil 2.3'te bu yapılar örneklenmiştir.



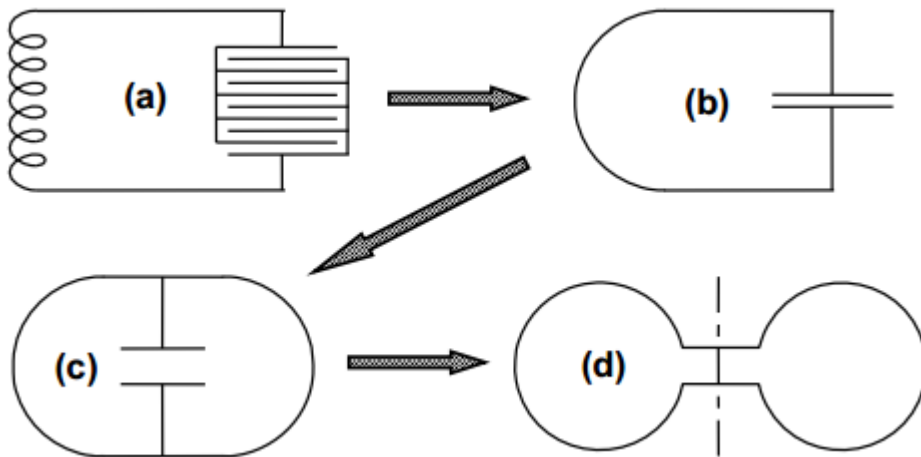
Şekil 2.3 Akım kontrolü için farklı teknikler

Şekil 2.3'te (a) ile gösterilen şema, katot ile anod arası elektriksel bağlantı sayesinde elektron demetini kapatıp açmayı temsil eder. Genelde mikrodalga tüplerin gövdesi ve elektron tabancalarının anodu toprak potansiyelinde tutulur. Böyle bir durumda katoda verilecek negatif potansiyel elektron demetini harekete geçirecektir. Bir diğer teknik de (b) katot ile son anod arasına koyulacak ikinci bir anod sayesinde elektron demet akımının ayarlanabilmesidir. Modülasyon anodu olarak adlandırılan anotlar, son anottan farklı olarak tüpün gövdesinden ayrılırlar. Modülasyon anoduna uygulanacak gerilim sayesinde demet akımı değiştirilebilir. Ayrıca odaklama elektrotlarına (c) yeterli büyüklükte negatif potansiyel uygulanmasıyla elektron demetinin kapatılması da mümkündür. Odaklama elektrotları tekrar katot potansiyeli civarına getirildiğinde ise elektron demeti akışa geçer. Vakum tüplerindeki tabancalarda uzun yıllardır kullanılan tekniklerden birisi de katot önüne ızgara (d) yerleştirmektir. Izgaraların varlığı elektron demetinin akımını ve çıkış koşullarını değiştirir. Katot potansiyelinden daha negatif potansiyele ayarlandıklarında demet akımını keserler ve demeti pulslamada kullanılırlar. Kimi tabancalarda ise katoda göre pozitif potansiyel ile beslenerek, akımı kesmek yerine emisyonu artırma görevleri vardır (Gilmour, 2011).

2.2 Klistronlar

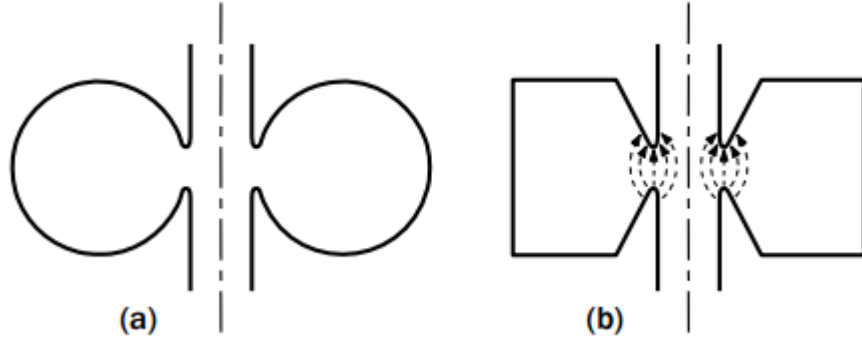
Klistronların gelişiminde rol oynayan araştırmalar 1930'ların ortalarında başlar. Bu arayışın temel nedeni, o dönemlerde RF sinyallerini yükseltmede kullanılan triyot ve tetrotlardan daha yüksek frekans ve güçlere çıkma isteğiydi . Bu konuda da öyle başarılı oldular ki lineer demet tüpleri içerisinde en yüksek pik ve ortalama değerler, klistronlara aittir. UHF-W bantları aralığı gibi geniş bir spektrumda çalışan farklı klistron tasarımları mevcuttur. 60dB ve üstünde kazançlar mümkün olduğu gibi ayrıca %70 civarı verimlilikler de sıra dışı sayılmaz (Barker vd., 2005).

Klistronlar, kavite rezonansı prensibiyle çalışan tüplerdir. Bu kaviteler LC osilatör devresi olarak düşünülebilir. Şekil 2.4'teki (a), tipik bir paralel LC devresi olup çok turlu indüktans ve çok levhali kapasitans oluşmaktadır. Frekans arttırıldıkça, devrenin tasviri (b) gibi olur ve yarım turlu indüktans ile çift levhali kapasitör gibi ele alınabilir. Frekansı daha da arttırmak için levhalar arası boşluk arttırılıp kapasitans azaltılabilir ve indüktansı azaltmak için ise devreye paralel bir indüktans daha eklenir (c). Son olarak eklenen indüktörler ile oyuklu bir toroit halini alan yapıda manyetik alan toroidal kısımda, elektrik alan ise kapasitif kısımda yoğunlaşır (Gilmour, 2011). Şekil 2.4'te bu rezonatör yapısının modeli verilmiştir.



Şekil 2.4 Kavite rezonatör modeli

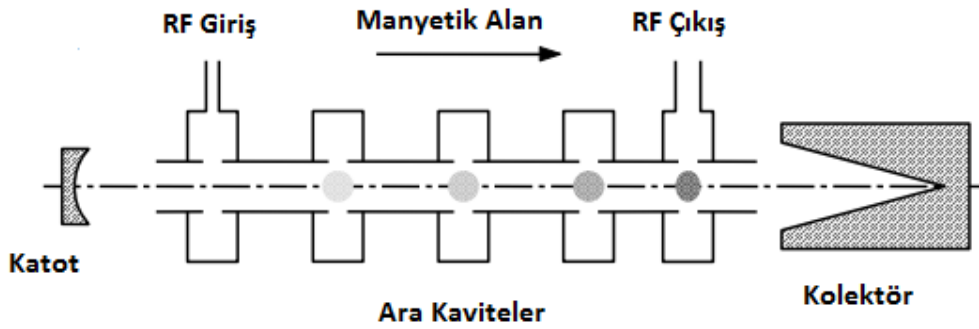
Rezonans durumunda enerji toroidal ve levhalı kısımlar arasında, aynı bir paralel LC devresinde olduğu gibi salınır. Şekil 2.4'teki (d) kısmında bulunan paralel levhaları ızgaralara çevirerek düşük güçlü bir elektron demetini geçirmek mümkündür.



Şekil 2.5 Izgarasız kavitelerin fabrikasyona uygun biçimlenmesi

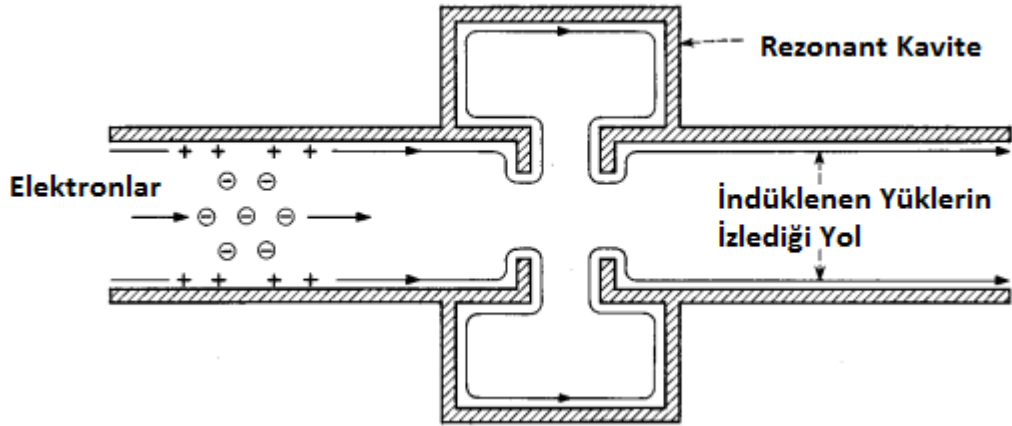
Yüksek güçlü elektron demetlerinde ızgaralar elektron demeti ile tahrip olacağından, klistronlarda farklı bir geometrik yapıya gidilmiştir. Izgarasız kaviteler Şekil 2.5'teki gibi, (a), kullanılabilir olsa da fabrikasyondaki kolaylık açısından (b) kısmında gösterilen şekillerde üretilirler.

Klistronların yapısı en temel haliyle; kaynak olarak bir elektron tabancası, rezonansın sağlandığı giriş-çıkış kaviteleri ve en son da kolektörden oluşmaktadır. Giriş çıkış kaviteleri arasına elektron demetini odaklamak amacıyla manyetik alan uygulanır ve ayrıca başka kaviteler de sisteme belirli şekillerde eklenerek verimlilik ve kazanım artırılabilir (Gilmour, 2011). Klistronların temel yapısını içeren bir çizim Şekil 2.6'da verilmiştir.



Şekil 2.6 Klistronun temel yapısı

Klistronlardaki işlem süreci belirli basamaklarla özetlenebilir. Öncelikle elektron tabancasıyla gönderilen elektron demeti, giriş kavitesine uygulanan zayıf RF sinyalinin elektrik alanıyla modülasyona sokulur. Elektron akış yönüne paralel olan elektrik alan sayesinde hızlanan ve yavaşlayan elektronlar sürüklenme bölgesinde birbirlerini yakalayarak elektron kümelerini oluşturur. Bu esnada elektronların radyal doğrultuda sapmaması için manyetik alan uygulanır. Sürüklenme bölgesinde belirginleşen elektron kümelerinin en yoğun olduğu bölgede ise çıkış kavitesi bulunur. Giriş kavitesindeki RF sinyal ile hız modülasyonuna uğrayan elektron demeti, çıkış kavitesinden geçerken kavitede akım indüklenmesine sebep olur. Maksimum akım, elektron kümesi kavite boşluklarından geçerken meydana gelir ve bu esnada oluşan elektrik alan da kümeleri yavaşlatacak şekildedir. Yavaşlatıcı etkiye sahip elektrik alan sayesinde elektron kümelerinin sahip olduğu kinetik enerji azalır ve bu enerji çıkış kavitesinde salınan RF sinyaline aktarılarak güçlü bir sinyal elde edilir. Bu durumun tasviri Şekil 2.7’de yapılmıştır.

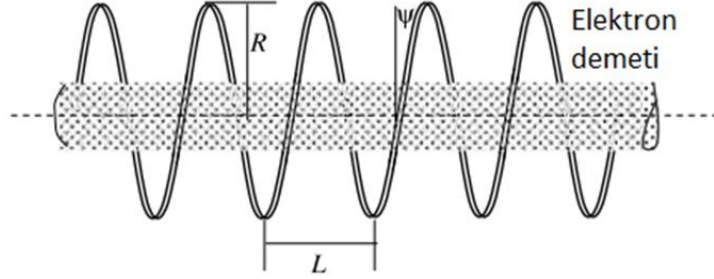


Şekil 2.7 Çıkış kavitesinde enerji aktarım süreci

2.3 Yavaş Dalga Yapıları

Yürüyen dalga tüpleri gibi yapılar da RF ile elektron demeti arasında bir etkileşim meydana gelmesi için elektromanyetik dalganın yavaşlatılması gerekir. Burada yavaşlatılmadan kasıt, dalga faz hızının ışık hızından düşük seviyelere getirilmesidir. Bu şekilde kullanılan ilk yapı Kompfner tarafından kullanılan helis yapısıdır. Bir yavaş-dalga yapısı olarak helisin teorisi A. Sommerfeld tarafından YDT’lerin keşfinden çok daha önce ortaya atılmıştı

(Tsimring, 2006). En basit yaklaşım düşünülecek olursa böyle bir yapıda elektromanyetik dalga ışık hızında ilerlerken dalganın eksenel hızı helisin parametrelerine bağlı olarak daha düşük bir değer alacaktır. Şekil 2.8’de helikal bir dalga yavaşlatma yapısı ve helis parametreleri verilmiştir.



Şekil 2.8 Helikal yavaş-dalga yapısı

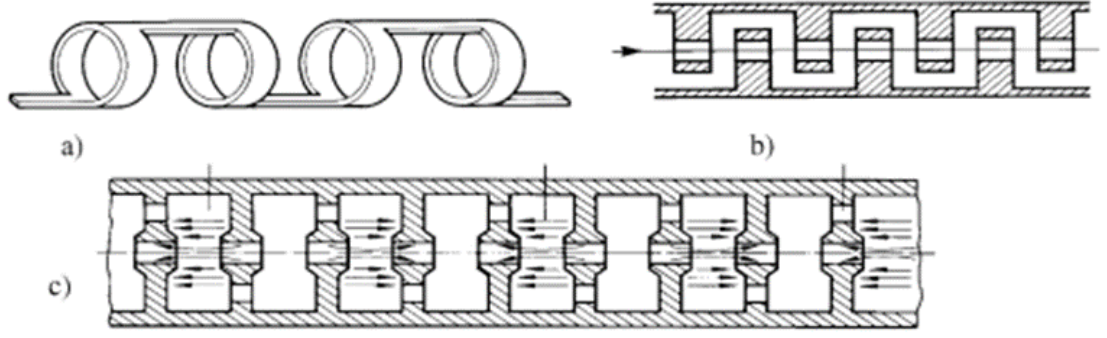
Şekil 2.8’deki telde ışık hızında ilerleyen bir dalganın eksenel hızı (2.1) ile gösterilir. R helis yarıçapı, L helis periyodu, Ψ helis açısı ve c ışık hızı olmak üzere;

$$v_{faz} = c \sin \Psi \quad (2.1)$$

Helisin açısı ise (2.2) ile hesaplanır.

$$\Psi = \arctan \frac{L}{2\pi R} \quad (2.2)$$

Bu iki denkleme dikkat edilirse, bu denklemlerde frekansa bir bağlılık olmadığı görülecektir. Frekansa bağlı olmayan, yani faz hızının frekansla değişmediği yapılara dispersiyonsuz yapılar denilir. Böyle yapılarda her frekans aynı faz hızına sahip olduğu için sistemin bant genişliği muazzamdır. Gerçekte ise helis yapısı dispersiyonlu bir yapıdır ve düşük frekanslarda faz hızı yüksek olurken, yüksek frekanslarda faz hızında azalma görülür. Yine de gerçek bir helis yapısının bant genişliği oldukça yüksektir (Tsimring, 2006). Ayrıca helis yapısının değiştirilmesiyle daha farklı karakteristik özelliklere sahip helikal yapılar da zamanla geliştirilmiş ve dalga yavaşlatma amaçlı kullanılmıştır. Bu yapılarda görülen ortak özellik; elektron demetinin ilerlediği eksen boyunca periyodik bir hat şeklinde ilerlemeleridir. Bazı örnek yapılar Şekil 2.9’da görülebilir.

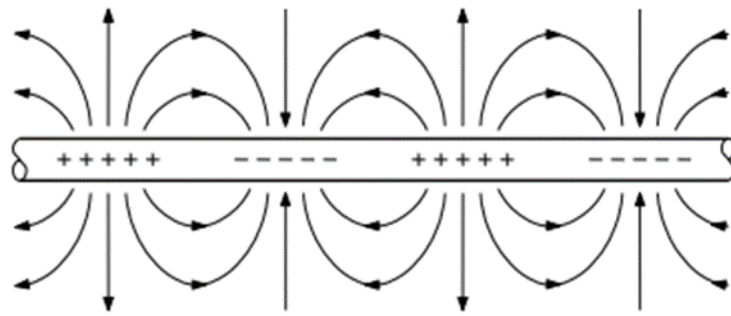


Şekil 2.9 a)Yüzük ve çubuk hat; b)Tarak hat; c)Eşlenmiş oyuklu hat

Yürüyen dalga tüplerinde en çok kullanılan yavaş dalga yapısı örnekleri Şekil 2.9'daki gibidir. Yüzük ve çubuktan oluşan hat geri yönlü dalgaları bastırmasıyla ön plana çıkar ve sermaik destek çubuklarına ihtiyaç duyar. Tarak hat yüksek frekanslara ve güçlere çıkabilir ancak bant genişliği düşüktür. Eşlenmiş oyuklu hat ise yüksek güçlere uygundur ancak bant genişliği en düşük olan yapıdır.

2.4 Yürüyen Dalga Tüpleri

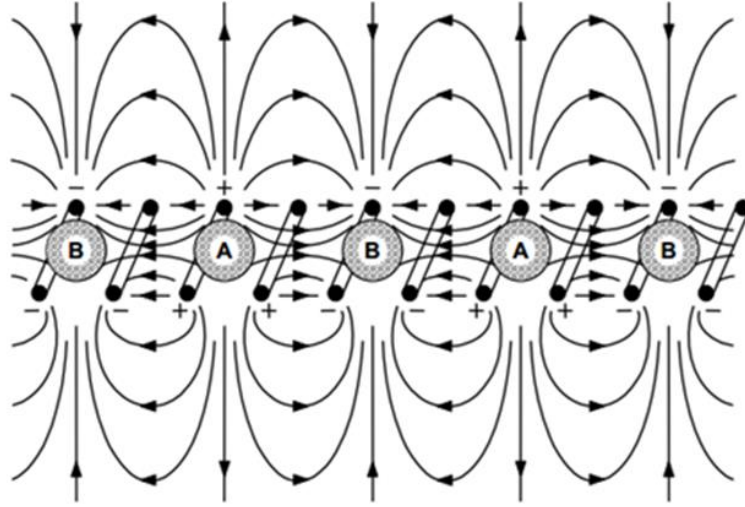
İkinci Dünya Savaşı zamanlarında mikrodalga ve radar teknolojileri, oldukça ilgi gören ve araştırılan konulardandı. Rudolph Kompfner isimli bir araştırmacı, koaksiyel iletim hatlarının yüksek frekanslardaki sinyalleri taşıyabilmesinden yola çıkarak daha farklı bir yapıda, geniş bant aralığına sahip bir yükselteç üzerinde çalışmaya başladı (Gilmour, 2011).



Şekil 2.10 Düz bir teldeki yükler ve RF elektrik alanı

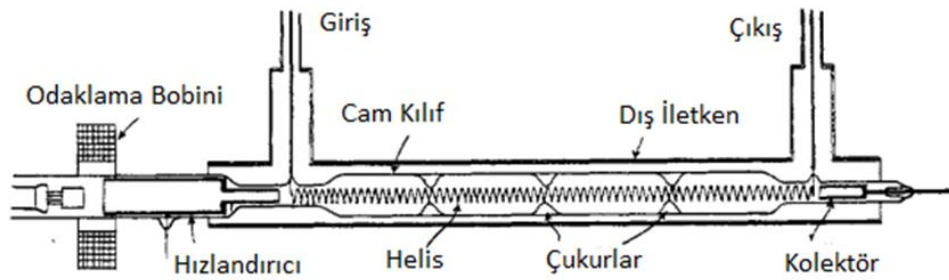
Kompfner'in düşüncesi, Şekil 2.10'daki gibi düz bir teli spiral şekline getirerek spiralin ekseninde aksenal bir RF elektrik alan oluşturmak şeklindeydi. Bu sayede hem elektromanyetik dalganın telde izlediği yolu uzatacak ve faz hızını makul seviyelere indirecek, hem de oluşan aksenal elektrik alan yardımıyla

helikal yapının ekseninden gönderilen elektron demetini modüle edebilecekti (Gilmour, 2011).



Şekil 2.11 Helis biçimindeki telde oluşan RF elektrik alan

Şekil 2.11'deki helis kesitinden görülebileceği üzere helikal bir telde ilerleyen RF sinyali, frekansına bağlı olarak şekildekine benzer bölgeler oluşturacaktır. Negatif yüke sahip elektronlar göz önüne alındığında, elektronlara etkiyen kuvvetin şekildeki A bölgelerine doğru ve B bölgelerinden uzaklaştırıcı şekilde olacağı görülebilir. Bu helikal hat sayesinde aynı klistrondaki gibi bu yapıda da elektron kümeleri oluşturulabileceğini öngören Kompfner, 1943 senesinde ilk yürüyen dalga tüpünü yaptı (Gilmour, 2011). Kompfner'in ilk yaptığı YDT'yi betimleyen çizim Şekil 2.12'de verilmiştir.

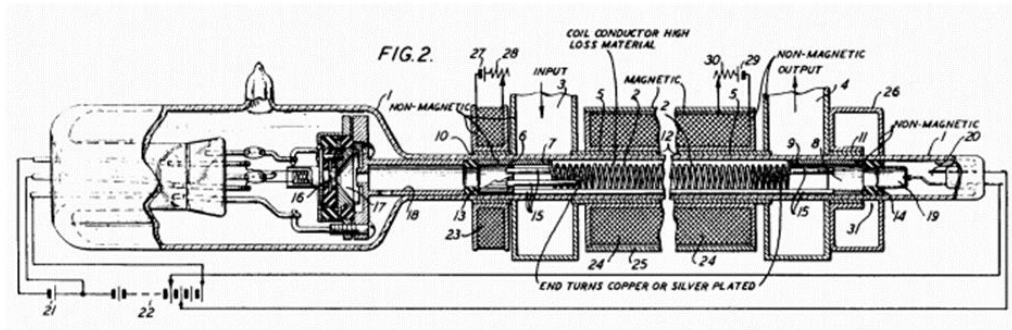


Şekil 2.12 Kompfner tarafından yapılan ilk yürüyen dalga tüpünün şeması

Kompfner'in yaptığı ilk yürüyen dalga tüpü Şekil 2.12'de görülmektedir. Sırasıyla gidilecek olunursa vakuma alınmış sistemde en solda elektron kaynağı olarak bir katot ve katot bölgesindeki selenoid yardımıyla elektronların

odaklanması sağlanmaktadır. Kopartılan elektronların kinetik enerjileri, hızlandırma elektroduna uygulanan gerilim sayesinde arttırılır ve elektron demeti helis bölgesine ulaşır. Helise verilen RF sinyali, elektron demetiyle etkileşir ve sinyal çıkış portundan alınırken, elektron demeti kolektör bölgesine ulaşarak kinetik enerjisini kolektöre aktarır. Kompfner bu şekilde özetlenebilecek düzeneğiyle yaptığı ölçümlerde, sisteme girilen 3.3 GHz'lık RF sinyalinin çıkışta daha yüksek seviyelere ulaştığını gördü. İlerleyen çalışmalarında ise Kompfner ayrıca sisteme girilen sinyalin tüp boyunca eksponansiyel arttığını gözlemledi (Gilmour, 2011).

Yürüyen dalga tüplerinin kamuya ilk duyuruluşu ise 1946 yılında yapılan radyo mühendislerinin elektron tüpleri konferansına denk gelmiştir. J. R. Pierce ve L. M. Field isimli iki Bell laboratuvarı çalışanı da helis yürüyen dalga tüpleriyle ilgili başarımlarını paylaşmıştır. Pierce, çalışmasında kullandığı yeni bir özellik olan ve helisin daha kolay yerleştirilmesine de yardımcı olan destek üniteleri kullanımından da bu oturumda bahsetmiştir. Ayrıca Pierce, elektron demetini odaklamada gerekli olacak üniform manyetik alanı selenoid ile karşılaşmasından ve sistemdeki geri yönlü dalgaların osilasyonlarını engellemek için kullandığı kayıplı devre elemanları tekniklerini de bu kongrede tanıtmıştır (Pierce, 1952). Kongrede tanıtılan yapının tasviri Şekil 2.13'te görülebilir.



Şekil 2.13 Pierce tarafından tanıtılan helis amplifikatör

Şekil 2.13'te Pierce ve Field tarafından patenti alınan amplifikatör görülmektedir (Pierce, 1952). Seramik yapıllı destek çubukları üzerine ince katmanlar halinde koloidal grafit kaplanması ve bu sayede osilasyonlarını önlenmesi Field'ın ayrıca aldığı patentte açıklanmıştır. Helisin orta kısmına doğru iletkenliği arttırılan kaplama ile yansıyan enerjinin uygun biçimde sistemden atılması ve büyüyen ileri yönlü dalgayı minimum kayba uğratma prensibi esas alınmıştır (Field, 1951).

3. YÜRÜYEN DALGA TÜPLERİNİN TEORİSİ

Bu kısımda kullanılan formüller Pierce'ın notasyonuna bağlı kalınarak yazılmıştır. Ayrıca YDT ile ilgili kitaplarda da Pierce notasyonuna bağlı kalındığı görülebilir ve yeri geldiğinde kullanılan kaynaklardan alınan kısımlar da bu bölümde derlenerek sunulacaktır.

3.1 Yavaş Dalga Yapısı Teorisi

3.1.1 Floquet Teoremi

Elektromanyetik alanın zamanın harmonik bir fonksiyonu olduğunu kabul edersek:

$$E(r, t) = E(x, y, z)e^{j\omega t} \quad (3.1)$$

Ayrıca z eksenini boyunca periyodik ve periyodu L olan bir yapı varsayımı altında (3.1) ile verilen alanın modülü de aynı periyoda sahip bir periyodik fonksiyon olacaktır: $|E(x, y, z + L)| = |E(x, y, z)|$. Böylece, z boyunca bir periyotluk kayma sonrası kompleks genliğe bir faz çarpanı terimi eklenir: $e^{-j\phi}$, buradaki ϕ reel bir sabittir.

$$E(x, y, z + L) = E(x, y, z)e^{-j\phi} \quad (3.2)$$

Şimdi de $\beta_0 = \phi/L$ tanımı altında yeni bir fonksiyon tanımlarsak:

$F(x, y, z) = E(x, y, z)e^{j\beta_0 z}$, bu fonksiyonun da periyodik olacağı aşıkardır.

$$F(x, y, z + L) = F(x, y, z) \quad (3.3)$$

Böylece, L periyoduna sahip periyodik bir sistemdeki alan, aynı zamanda z koordinatının da periyodik bir fonksiyonu olur ve $e^{-j\beta_0 z}$ faktörüyle (3.4)'teki gibi yazılır.

$$E(x, y, z) = F(x, y, z)e^{-j\beta_0 z} \quad (3.4)$$

Denklem (3.3) ve (3.4) Floquet teoreminin açıklaması niteliğindedir. (3.1) numaralı bağıntıdan yola çıkarak Floquet teoremi (3.5)'te gösterildiği gibi yazılabilir (Tsimring, 2006).

$$E(x, y, z, t) = F(x, y, z)e^{j(\omega t - \beta_0 z)} \quad (3.5)$$

3.1.2 Uzay Harmonikleri

Floquet teoremiyle verilen $F(x, y, z)$ fonksiyonu Fourier serisi şeklinde yazılabilir.

$$F(x, y, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} F_n(x, y) e^{-i(2\pi/L)nz} \quad (3.6)$$

(3.6) numaralı denklem (3.5)'ye uygulandığında (3.7)'deki hali alır.

$$E(x, y, z, t) = \sum_{-\infty}^{\infty} F_n(x, y) e^{i(\omega t - \beta_n z)} \quad (3.7)$$

(3.7) numaralı bağıntıdaki n indisli terimler (3.8)'de verilmiştir.

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi}{L}n, \quad n = -\infty, \dots, -1, 0, 1, \dots, \infty \quad (3.8)$$

Bu bağıntılardan anlaşılacağı üzere periyodik bir yapıdaki alan, $F_n(x, y)e^{i(\omega t - \beta_n z)}$ tipindeki bir dalga yapısının süperpozisyonudur. Bu dalgalar aynı frekansa sahip olup uzaysal dağılımları farklıdır. Temel olarak dalga boyları ve enine dağılımları birbirlerinden farklıdır. $F_n(x, y)$ fonksiyonu, Maxwell denklemlerinin doğru sınır koşullarıyla çözülmesi sayesinde edilebilir. Bu dalgalara uzay harmonikleri denir ve bu dalgaların belirli başlı kimi özellikleri aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- Dalga boyu

$$\lambda_n = \frac{2\pi}{\beta_n} = \frac{2\pi}{\beta_0 + 2\pi n/L} \quad n = \dots, -1, 0, 1, \dots \quad (3.9)$$

- Faz hızı

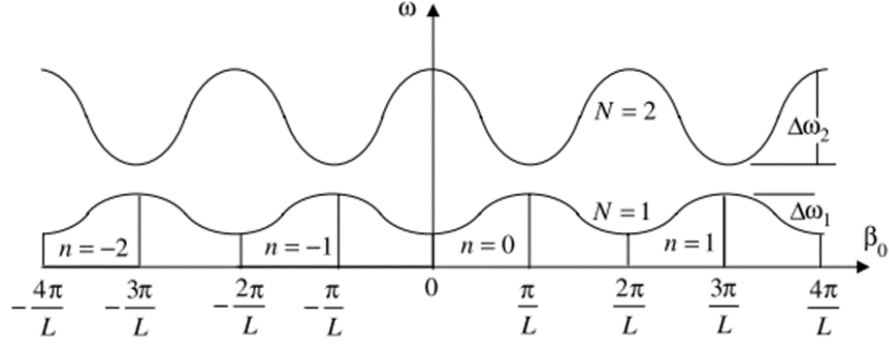
$$v_{p,n} = \frac{\omega}{\beta_n} \quad \beta_0 = \frac{\omega}{v_{\phi 0}} \quad (3.10)$$

- Grup hızı

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta_n} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta_0} \quad (3.11)$$

- Her harmonik Maxwell denklemlerini sağlar ancak sınır koşullarını sağlamayabilir. Sadece (3.7) ile verilen toplam alan sınır koşullarını sağlar. Herhangi bir harmonik uyarıldığında, diğer harmonikler de yavaş dalga yapısının geometrisine ve uyarılma frekansına bağlı olarak farklı faz ve genliklerde sisteme dahil olur. Spesifik sayıdaki harmonikler belirli bir modu temsil eder. Genel olarak, periyodik bir sistem sınırsız sayıda mod içerebilir (Tsimring, 2006).
- Yeteri kadar büyük n değerleri için harmonikler yavaş dalgalarıdır. Bu (3.10)'un doğal bir sonucudur.
- Bütün yavaş harmonikler yüzey dalgası özelliği gösterir.
- $\omega = \omega(\beta_0)$ fonksiyonu $2\pi/L$ periyoduyla periyodiktir.
- $n \geq 0$ durumunu sağlayan bütün harmoniklerin faz hızı pozitiftir. Öte yandan, $n < 0$ durumundaki harmonikler ise negatif faz hızına sahiptir. Pozitif harmoniklerin faz hızı ve grup hızı aynı yönde olup bunlara ileri yönlü dalgalar denilirken, negatif harmoniklerde faz ve grup hızları farklı yöndedir ve bunlara geri yönlü dalgalar denilir. Temel harmoniğinde faz ve grup hızı aynı olan yapılara pozitif dispersiyonlu yapılar denilir. Negatif dispersiyonlu yapılarda ise sıfırıncı harmonik ve temel moddaki bütün pozitif harmonikler zıt yönlü faz ve grup hızlarına sahiptir. Tarak biçimli hat ile oyuklu eşlenik hat yapıları sırasıyla pozitif ve negatif dispersiyonlu yapılara örnektir.

Şekil 3.1'de tipik bir dispersiyon diyagramı verilmiştir. ω , açısal frekans ve β dalgaın propagasyon sabitini temsil etmektedir. N ile ifade edilen eğriler farklı modları, n ile ifade edilenler ise bir modun harmoniklerini temsil etmektedir.



Şekil 3.1 Periyodik bir yapının dispersiyon diyagramı

Yavaş-dalga yapılarının teorisi Maxwell denklemlerinin periyodik sınır koşullarıyla çözülmesine indirgenebilir. Bu problem oldukça karmaşık olabileceğinden bilgisayarlar yardımıyla özel kodlar ve yazılımlar ile üstesinden gelinir. İlerleyen kısımlarda CST Mikrodalga Stüdyo yardımıyla bu çözümler yapıp sonuçları da verilecektir.

3.2 YDT'nin Lineer Teorisi

Yürüyen dalga tüplerinde kümelenmiş elektronlar ile elektromanyetik alanlar arasındaki enerji değişimine önceden bilinmeyen ve değişken bir genliğe sahip dalga eşlik eder. Öte yandan, elektron demetinin kümelenmesi, dağılımı bilinmeyen bir elektromanyetik alan sayesinde olur. Bu gibi durumlarda sistemin çözümü için alt gruplar oluşturulup, bu gruplar önce kendi içlerinde derlenir ve sonrasında ortak bir çözüm elde edilmeye çalışılır. YDT için bu alt problemler; dalga alanında kümeleşen elektron demetinin hesaplanması ve yavaş-dalga yapısındaki dalga alanının oluşan konveksiyon akımı ile uyarılmasıdır.

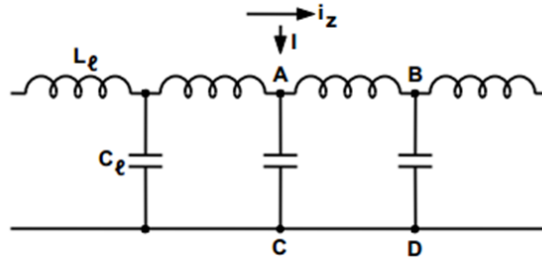
3.2.1 Elektronik Denklem

Elektron demetindeki akım, eksenel elektrik alanın bir fonksiyonu olarak, uzay yük etkilerinin elektron kümeleşmesine katkısının analiziyle bulunabilir. Detaylı bir analiz Tsimring'in kitabında mevcuttur (Tsimring, 2006). Analizin sonucunda ortaya elektronik denklem denilen eşitlik çıkar.

$$i_z = \frac{j\beta_e I_0}{2V_0(\beta_e - \beta)^2} E_z \quad (3.12)$$

3.2.2 Devre Denklemi

Pierce'ın lineer teorisinde, YDT'nin RF devresi, bir iletim hattı olarak modellenir. İletim hattının birim uzunluğu, dağıtılmış kapasitans ve indüktans öğeleriyle temsil edilir. i_z akımına sahip elektron demetinin devreye çok yakın geçip bir I akımı indüklediği düşünülürse, bu akım Ramo'nun teoreminden i_z akımına eşit olacaktır (Gilmour, 2011). Şekil 3.2'de iletim hattı modeli verilmiştir.



Şekil 3.2 YDT'nin dağıtılmış elemanlarla temsili iletim hattı modeli

Elektron demetinin olmadığı durumda devre incelendiğinde ise iletim hattı denklemlerinden faz hızı karakteristik empedans ortaya çıkacaktır.

$$v_p = \left(\frac{1}{L_l C_l} \right)^{1/2} \quad \text{ve} \quad Z_0 = \left(\frac{L_l}{C_l} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

$$\beta_c^2 = \omega^2 L_l C_l \quad \text{ve} \quad \omega L_l = \beta_c C_l \quad (3.14)$$

Devre empedansı ve propagasyon sabitinin de bilinmesiyle, uzay-yük etkileri ihmal edildiği takdirde elektronlara etki eden elektrik alan belirlenmiş olur.

$$E_z = j \frac{\beta^2 \beta_c Z_0}{(\beta^2 - \beta_c^2)} i_z \quad (3.15)$$

3.2.3 Determinantal Denklem

Denklem (3.12) ve (3.15) uzay-yük etkileri ihmal edildiği takdirde birbirine eşlenirse sistemin propagasyon sabitlerinin bulunabileceği determinantal denklem ortaya çıkar.

$$\frac{\beta_e}{(\beta - \beta_e)^2} \frac{\beta^2 \beta_c}{(\beta^2 - \beta_c^2)} 2C^3 + 1 = 0 \quad (3.16)$$

Denklem (3.16)'da geçen C parametresi Pierce tarafından tanımlanmış olup kazanım parametresi olarak adlandırılmıştır. Z , I ve V ise sırasıyla; RF-elektron etkileşim empedansı, elektron demet akımı ve elektron hızlandırma voltajıdır.

$$C^3 = \frac{Z_0 I_0}{4V_0} \quad (3.17)$$

Elektron demetinin empedansı DC voltaj ve akımının oranı olacağından, (3.17) ile verilen ifade devre etkileşim empedansının elektron demet empedansına oranının çeyreği kadardır. Elektron hızlandırma gerilimi ve akımının değerleri ele alınacak olursa C parametresinin oldukça küçük bir değer alacağı öngörülebilir. Ayrıca (3.16)'nın dördüncü dereceden bir denklem olduğu ve buna bağlı olarak dört kökü olacağı görülebilir. Bu denklemin çözümleri olan propagasyon sabitleri YDT sistemindeki doğal modları tasvir eder.

Pierce ayrıca çalışmalarında artımlı propagasyon sabiti adını verdiği bir notasyon da kullanmış ve determinantal denklemi daha sade bir hale getirmiştir. (3.18)'de artımlı propagasyon sabiti görülmektedir.

$$\delta = -j(\beta - \beta_e)/\beta_e C \quad (3.18)$$

Denklemdaki β reel ve sanal kısımlarına ayrılarak (3.19)'daki gibi yazılabilir.

$$\beta = \beta_1 + j\beta_2 \quad (3.19)$$

(3.19)'daki ifade (3.18)'deki ifadeye aktarılarak (3.20) halinir alır.

$$\delta = \frac{\beta_2}{\beta_e - C} - j \frac{\beta_1 - \beta_e}{\beta_e C} \quad (3.20)$$

Elektromanyetik dalganın $e^{j(\omega t - \beta z)}$ ile orantılı durumu hatırlanır ve (3.18) ile (3.20) incelenirse $\text{Re}[\delta] > 0$ ise dalganın genliğinin mesafe ile artacağı anlaşılır.

Sanal kısım ise hız farklarına ait bir ifade içermektedir ve $\text{Im}[\delta] < 0$ ise $\beta_1 > \beta_e$ olur ve (3.10) denklemi hatırlanarak dalganın elektron demetinden yavaş olduğu anlaşılır.

Uzay-yük etkileri, elektron plazması gibi faktörler (3.16)'da ihmal edilmiştir, bu katkılar da eklendiğinde determinantal denklem farklı bir biçimde yazılabilir (Tsimring, 2006).

$$(\beta^2 - \beta_c^2)[(\beta - \beta_e)^2 - \beta_p^2] = -2\beta_c^3\beta_e C^3 \quad (3.21)$$

(3.21)'de geçen plazma propagasyon sabiti (3.22)'de verilmiştir.

$$\beta_p = \omega_p/v_0 \quad (3.22)$$

Elektron plazma frekansını içeren (3.23) ifadesi serbest uzaydaki plazmalar için geçerlidir ve YDT gibi sonlu genişliğe sahip bir ortamda bu frekans indirgenmiş plazma frekansıyla değiştirilir (Branch ve Mihran, 1955; Datta ve Kumar, 2009). (3.23)'te bulunan η , ρ ve ϵ sırasıyla; elektronun yük/kütle oranı, hacimsel yük yoğunluğu ve vakumun elektrik geçirgenlik sabitidir.

$$\omega_p = \left(\frac{\eta\rho_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \quad (3.24)$$

İndirgenmiş plazma frekansı ile plazma frekansı arasındaki bağıntı (3.25) ile verilmiştir ve ifadede geçen F , plazma indirgenme faktörüdür.

$$\omega_q = F\omega_p \quad (3.25)$$

(3.21) numaralı ifadede verilen dispersiyon denkleminde β, β_c 'ye yakın varsayımında bulunulursa; $\beta^2 - \beta_c^2 \approx 2\beta_c(\beta - \beta_c)$ yaklaşıklığı kullanılabilir. Bu durumda (3.21) düzenlenildiğinde (3.25) ifadesi elde edilir.

$$(\beta - \beta_c)[(\beta - \beta_e)^2 - \beta_p^2] = -\beta_c^2\beta_e C^3 \quad (3.26)$$

(3.25)'e dikkat edilirse, kullanılan yaklaşıklık sayesinde denklem üçüncü dereceye indirgenmiş olup dalgalardan teki ihmal edilmiştir. Bu dalgayı bulmak için ise β , $-\beta_c$ 'ye yakındır yaklaşımı kullanılabilir. Bu durumda bulunacak dalga geri yönlü dalgadır.

Pierce'in ortaya koyduğu bir diğer parametre de uzay-yük parametresi denilen ve elektron plazma frekansı ile doğrudan alakalı olan bir parametredir. Bunun yanında elektron yokluğundaki RF faz hızı ile elektron demetinin hız farkıyla doğrudan ilişkili hız parametresi de önemlidir.

$$q = 4QC = F^2 \omega_p^2 / \omega^2 C^2 = \beta_p^2 / (\beta_e^2 C^2) \quad (3.26)$$

$$b = (v_0 - v_p) / C v_p = (\beta_c - \beta_e) / (\beta_e C) \quad (3.27)$$

Uzay yük parametresi ve hız parametresinin de verilmesiyle (3.25) denklemi artımlı propagasyon sabiti cinsinden yazılabilir.

$$j(\delta + jb)(\delta^2 + q) = (1 + Cb)^2 \quad (3.28)$$

Bu iki farklı biçimde gösterilen determinantal denklem ile bazı özel durumları incelemekte fayda vardır.

3.2.4 Senkronize Durum

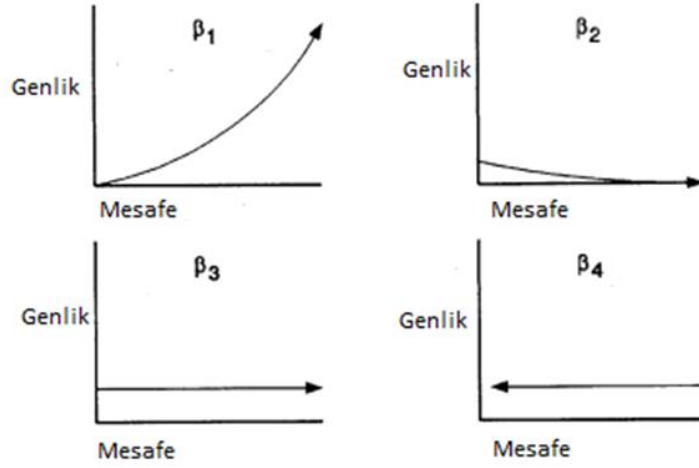
Elektron demet hızının, elektron yokluğundaki RF faz hızına eşit olduğu duruma senkronize durum denilir. Senkronizasyon durumunda propagasyon sabitleri de eşit olacağından, determinantal denklemin çözümü kolaylaşır. Dördüncü dereceden olan bu denklemin senkronizasyon durumundaki kökleri birçok kaynakta bulunabilir (Tsimring 2006; Eichmeier ve Thumm, 2008; Gilmour 2011).

$$\beta_{1,2} = \beta_e + \beta_e C / 2 \mp j\sqrt{3}\beta_e C / 2 \quad (3.29)$$

$$\beta_3 = \beta_e(1 - C) \quad (3.30)$$

$$\beta_4 = \beta_e(C^3/4 - 1) \quad (3.31)$$

3. bölümün başında belirtildiği üzere dalgalar $e^{j(\omega t - \beta z)}$ terimiyle orantılı olduğundan; 1,2 ve 3 numaralı kökler, ileri yönlü dalgaları tasvir eder. 4 numaraları çözüm ise geri yönlü bir dalgaya karşılık gelir. Sanal kısmı bulunan 1 ve 2 numaraları kökler ise ilerledikçe genliği artan ve azalan dalgaları tasvir eder. Buna karşılık 3 ve 4 numaraları çözümlerde sanal kısım bulunmadığı için, bu dalgaların genlikleri sabittir.



Şekil 3.3 YDT senkron durumundaki dalgaların karakteristiği

3.2.5 Düşük Uzay-Yüküyle Senkronize Durum

Elektron ve RF propagasyon sabitlerinin eşitliğini az miktarda uzay-yükü ile incelemek (3.28) numaralı denklemle gayet kolaydır. Hızların eşitliğinden $b = 0$ gelecektir ve $q/\delta^2 \ll 1$ varsayımı altında (3.28) denklemi $\delta^3 = -j$ halini alır. Sistemin kökleri ise aşağıdaki gibidir.

$$\delta_{1,2} = \mp \frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{j}{2} \quad (3.32)$$

$$\delta_3 = j \quad (3.33)$$

Artımlı propagasyon sabitinin karakteristiği hatırlanırsa, 1 ve 2 numaralı köklerin sanal kısımları negatif olduğu için elektron demetinden yavaş hareket

edecekleri anlaşılır. Reel kısmı pozitif olan dalganın genliği mesafeyle büyürken reel kısmı negatif olan dalganın genliği mesafeyle küçülür. 3 numaralı dalga ise sabit genliklidir. 1 ve 2 numaralı dalgalara uzay-yük dalgaları denilir ve YDT'lerde amplifikasyondan sorumlu dalgalar bu tiptedir. 3 numaralı dalga ise tipik bir dalga kılavuzu dalgasıdır. Elektron plazma frekansına bağlılık ihmal edilmiş olsa da bu dalgalar sistemde bulunur ve YDT'lerden etkileşim esnasında yavaş uzay-yük dalgası elektron demetinden enerji alarak büyürken, hızlı uzay-yük dalgası elektron demetine enerji vererek genliğini küçültür.

3.2.6 Düşük Asenkronizasyon Durumu

Elektron demeti, elektron demeti yokluğundaki RF faz hızından farklı ise asenkron durum söz konusudur. Bu durumda determinantal denklemin çözümleri nümerik olarak elde edilir (Tsimring 2006; Gilmour 2011).

$Cb = (\beta_c - \beta_e)/\beta_e \ll 1$ kabulü altında artımlı propagasyon sabiti cinsinden sistemin denklemini yazıldığında (3.34)'teki ifade ortaya çıkar.

$$j(\delta + jb)(\delta^2 + q) = 1 \quad (3.34)$$

Artımlı propagasyon sabitini $\delta = x + jy$ şeklinde yazarak (3.35) ve (3.36) elde edilebilir.

$$(x^2 - y^2)(y + b) + 2x^2y + q(y + b) + 1 = 0 \quad (3.35)$$

$$x[(x^2 - y^2) - 2y(y + b) + q] = 0 \quad (3.36)$$

Köklerden birisinin $x_3 = 0$ olduğu direkt olarak gözükmemektedir. Buna karşılık gelen diğer kök ise (3.37) denkleminde bulunabilir.

$$(y_3 + b)(y_3^2 - q) = 1 \quad (3.37)$$

Önceki bölümlerde bahsedildiği üzere $\text{Re}[\delta] > 0$ ise genliği katedilen mesafe ile büyüyen, aksi halde küçülen dalgalar söz konusuydu. Diğer yandan $\text{Im}[\delta] > 0$ ise dalga elektron demetinden yavaş, aksi takdirde hızlı idi. Bu denklemler, (3.35-3.36), nümerik teknikler ile çözülebilir. Burada önemli olan şey Vainstein tarafından ortaya koyulmuştur; kompleks kökler ancak bir sınır dahilinde var olabilirler $b_{min} < b < b_{max}$. Bu sınır dahilinde köklerin sanal kısımları $y_1(b, q) = y_2(b, q)$ ve reel kısımları ise $x_1(b, q) = -x_2(b, q)$ şeklindedir. Bu sınırlar dışında ise köklerin tamamen sanal olduğunu Vainstein (1965) ortaya koymuştur.

YDT'lerin uygulamasındaki temel durum, asenkron durumdur. Asenkron durumda elektron hızının RF faz hızından yüksek olması ile yavaşlatılan elektron sayısı, hızlandırılan elektron sayısından fazla olacağından elektron-RF enerji aktarımı pozitifdir.

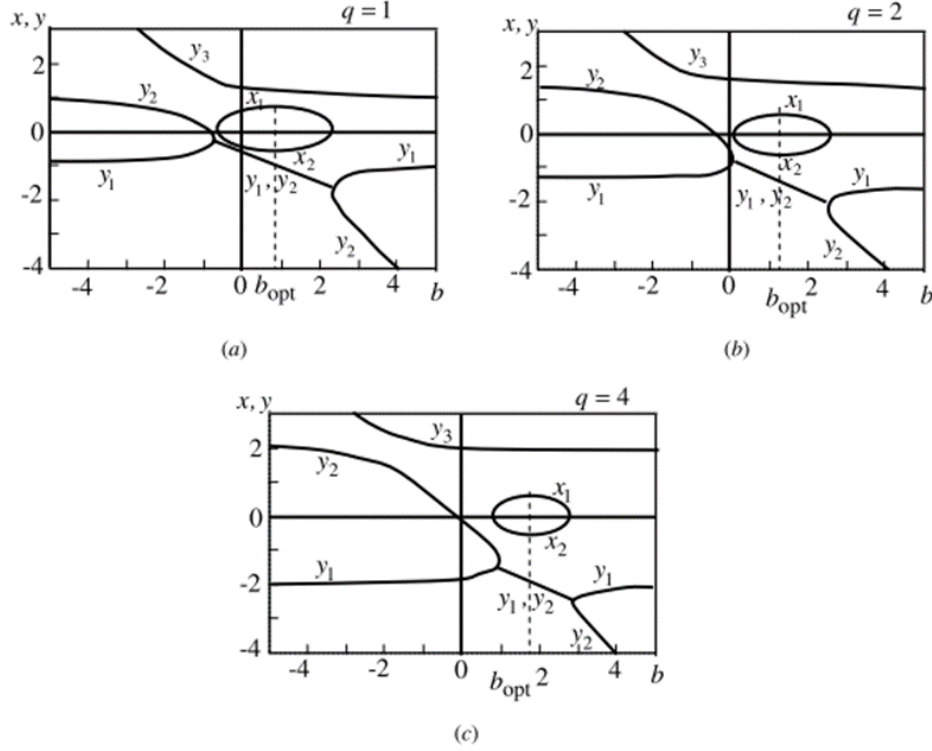
3.2.7 Uzay-Yük Etkileri

Determinantal denklemin köklerinin YDT'lerde istenilen etkileşimi sağlaması için belirli bir aralıkta olmaları gerektiği bir önceki kısımda belirtilmişti. Pierce'ın da bu konu üzerine çalışmalarında, hız parametresi cinsinden determinantal denklemin köklerini farklı uzay-yük parametresi değerleri için gösteren grafikler görülebilir. Şekil 3.4'te Pierce'ın farklı uzay-yük parametresi değerleri için bulduğu kökler ve sınırlar görülmektedir (Gewartowski ve Watson, 1965).

Grafiklerde dikkat edilecek önemli hususlardan birisi, artan uzay-yük parametresi ile büyüyen dalgayı oluşturan çözüm aralığının küçülmesi olabilir. Bir diğer husus ise uzay-yük parametresi arttıkça azami optimum hız parametresi değerlerinin de artmasıdır. Artımlı propagasyon sabitinin (δ) reel kısmının (x) pozitif olması mesafe ile büyüyen bir dalgayı tasvir ettiğinden YDT'lerde yüksek kazanım elde etmek için hız parametresinin değeri de grafiklerden anlaşılacağı üzere önemli bir parametredir.

Denklem (3.26) ve (3.27) yardımıyla soğuk RF faz hızının optimum değeri için de bir ifade türetilir. Grafiklerde q değeri büyüdükçe optimum b parametresi $\sqrt{q}$ ifadesine yakınsamaktadır.

$$(\beta_{c_{opt}} - \beta_e)/\beta_e C \approx \beta_p/\beta_e C \quad \text{ya da} \quad \beta_{c_{opt}} = \beta_p + \beta_e \quad (40)$$



Şekil 3.4 Farklı uzay-yük parametreleri için determinantal denklemin kökleri

3.2.8 Dalga Yavaşlatma Yapılarında Sönümlleme ve Kayıp Etkileri

Kayıplı elemanlar YDT yapısına katıldığında, ilerleyen dalganın genliği $e^{-\beta_d z}$ terimi ile orantılı olarak değişir. Bu ifadedeki β_d , kayıp katsayısı olarak adlandırılır. Pertürbe edilmemiş bir dalganın dalga yavaşlatma yapısı içerisindeki hali ise $e^{-j\beta_c^* z}$ ile ifade edilebilir ki bu durumda; $\beta_c^* = -j\beta_d + \beta_c$ ifadesi ile kayıp terimi de propagasyon sabitine dahil edilmiş olur. Kayıp parametresi d ile tanımlanacak olursa ve $d = \beta_d/\beta_e C$ tanımı yapılırsa, denklem (41)'deki terim determinantal denkleme dahil edilebilir.

$$\beta_d = \beta_e d C \quad \text{ve} \quad \beta_c^* = \beta_c - j\beta_e d C \quad (3.39)$$

(3.39) denkleminde elde edilen β_c^* terimi (3.25) denkleminde β_c yerine yerleştirilip düzenlenerek (3.40) ifadesi ile kayıpları da içeren dispersiyon denklemi elde edilmiş olur.

$$j(\delta + d + jb)(\delta^2 + q) = (1 + Cb)^2 \quad (3.40)$$

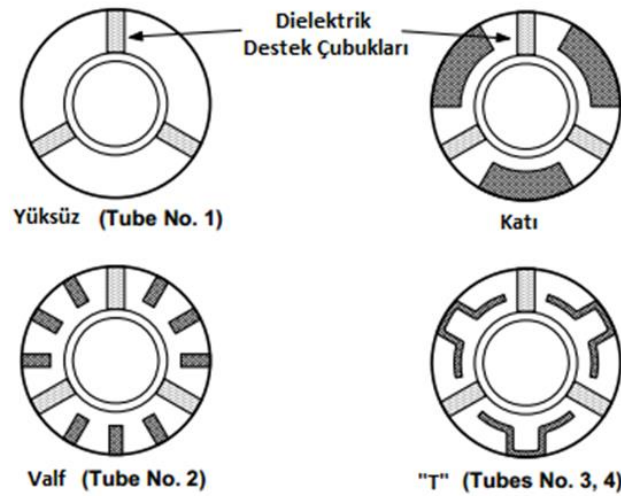
3.3 Helis YDT'lerin Bazı Operasyonel Özellikleri

Giriş kısmında Kompfner'in çalışmalarından bahsedilmişti; koaksiyel bir kabloyu ele alıp bu kabloya spiral bir şekil vererek eksenel bir elektrik alan oluşturma gayreti ve bu helikal yapının içinden bir elektron demeti geçirme denemelerinin başarıyla sonuçlanıp YDT'lere evrilmesi. O günden bugüne farklı geometriler, periyodik başka yapılar denense de bugün hala helis YDT'ler en yaygın kullanılan YDT türlerindendir. Bu bakımdan helis YDT'lerin bant genişliği, kazanım, güç gibi kimi parametrelerini incelemekte fayda vardır.

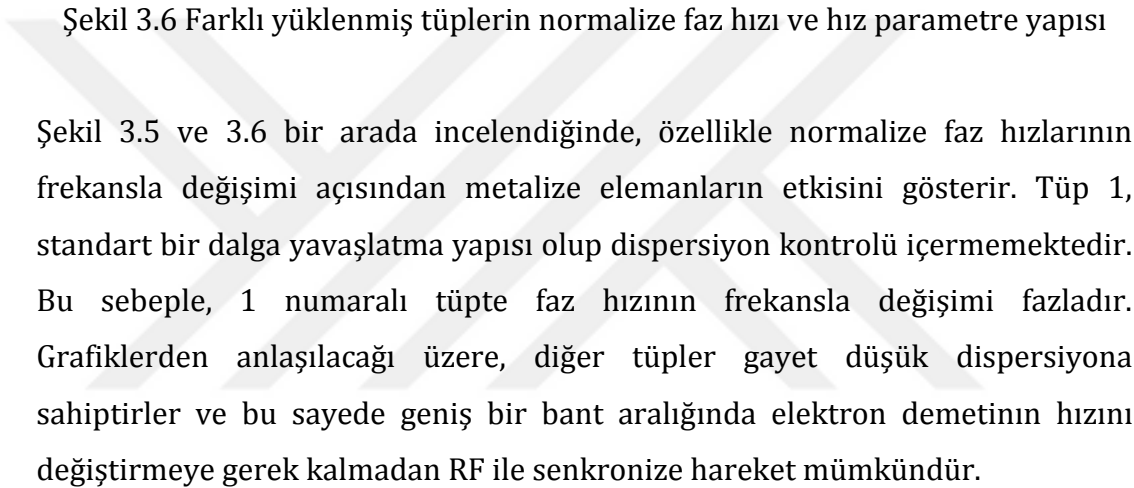
3.3.1 Bant Genişliği

Helis yapısı ve diğer periyodik yapılar incelendiğinde, helisin bant genişliği üstün gelmektedir. Bu üstünlüğün sebebi dispersiyonun düşük olması, yani faz hızının, diğer yapılara nazaran, frekans ile çok değişmemesinden öte gelir. Hatta bu dispersiyonu minimize etmek için uygulanabilecek teknikler de araştırılmış, birkaç oktava kadar ulaşabilen bant genişlikleri mümkün olmuştur (Frisoni, 1987).

Dispersiyon kontrolü, bant genişliğini etkileyen en önemli etkidir. Tipik bir dalga yavaşlatma yapısı; helis, helisi destekleyen dielektrik çubuklar ve en dışta da metal kılıftan oluşmaktadır. Putz ve Cascone, yaptıkları çalışmalarda metal kılıf ile helis arasına farklı geometrilerde metal parçalar ekleyerek incelemeler yapmışlardır (1979).

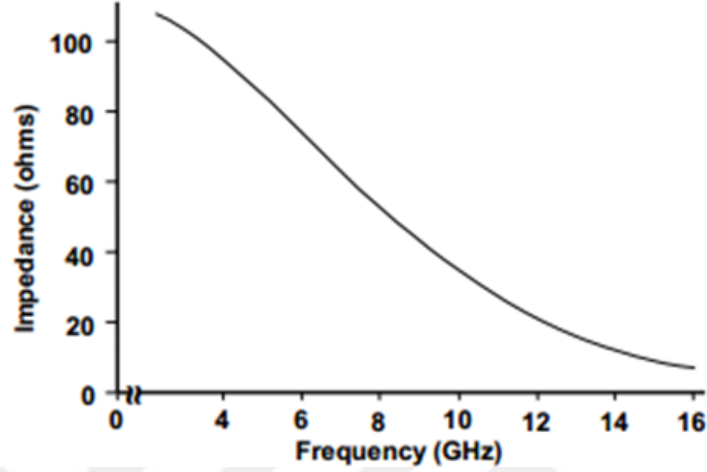


Şekil 3.5 Farklı tipte yüklenmiş dalga yavaşlatma yapıları



Şekil 3.5 ve 3.6 bir arada incelendiğinde, özellikle normalize faz hızlarının frekansla değişimi açısından metalele elemanların etkisini gösterir. Tüp 1, standart bir dalga yavaşlatma yapısı olup dispersiyon kontrolü içermemektedir. Bu sebeple, 1 numaralı tüpte faz hızının frekansla değişimi fazladır. Grafiklerden anlaşılacağı üzere, diğer tüpler gayet düşük dispersiyona sahiptirler ve bu sayede geniş bir bant aralığında elektron demetinin hızını değiştirmeye gerek kalmadan RF ile senkronize hareket mümkündür.

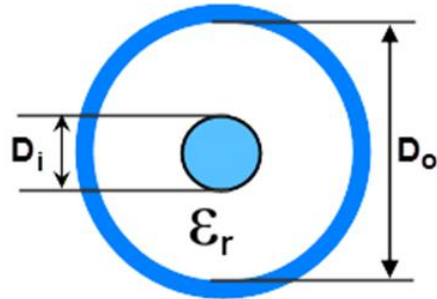
bir sinyal sürekli olarak iletim hattı üzerinde bulunduğundan geri yansımalar olması da mümkündür. Olası empedans uyumsuzlukları sayesinde bu yansımalar giriş sinyaliyle yapıcı yahut yıkıcı girişimler yaparak çıkış sinyalinde değişimlere, istenmeyen osilasyonlara sebep olabilir (Srivastava, 2003; Antonsen vd. 2002).



Şekil 3.7 Frekansla değişen etkileşim empedansı

Yansımaları minimize etmek ve sistemi istikrarlı halde çalıştırmak için başvurulan tekniklerden birisi, empedans geçiş tekniğidir (Srivastava, 2003). Şekil 3.7’de görüldüğü üzere, helis yapısı farklı frekanslarda farklı empedans değerleri vermektedir ve bu olay oldukça geniş bir aralıkta olmaktadır. Şekildeki gibi bir yapıyı geniş bir frekans aralığında çalıştırabilmek için iyileştirmeler yapılmalıdır.

Genellikle koaksiyel kalbolarla helis YDT’lere güç girişi yapıldığı düşünülürse, koaksiyel kabloların empedans etkilerini göz önüne almak fikir verici olacaktır.

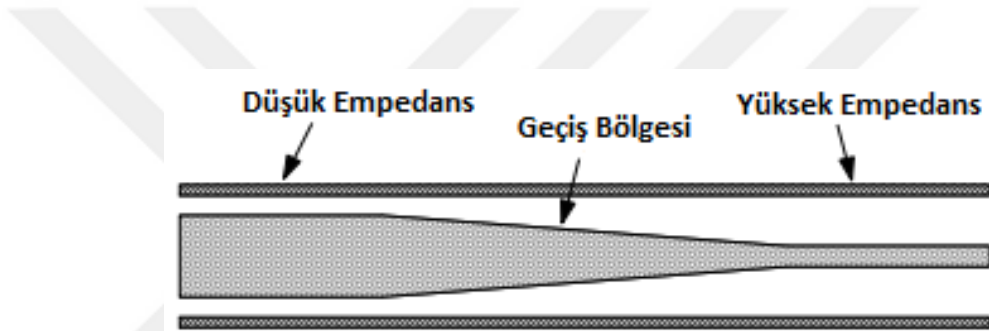


Şekil 3.8 Koaksiyel kablo kesit gösterimi

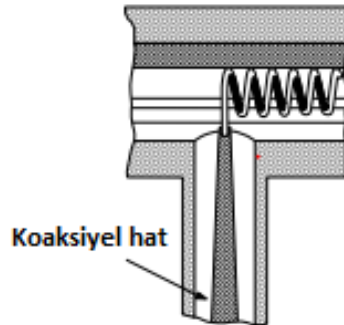
Şekil 3.8’de koaksiyel kablonun dış iletken kılıfı, en içte iç iletken pini ve ara bölgede ise dielektrik malzeme tasvir edilmektedir. (3.42)’de verilen denklem, bu tip bir kablonun karakteristik empedansını hesaplamayı sağlar (Pozr, 2009).

$$Z_0 = \frac{\sqrt{\mu}}{2\pi} \ln \left(\frac{D_o}{D_i} \right) \quad (3.42)$$

(3.42)’den anlaşılacağı üzere bir koaksiyel iletim hattının karakteristik empedansı dielektrik malzeme seçimine ve iletkenlerin çaplarına bağlı olarak değişir. Bu durumda Şekil 3.9’deki gibi bir teknikle farklı empedanslara karşılık gelen bir geçiş bölgesi ile YDT’yi harici bir sisteme bağlamak mümkündür.



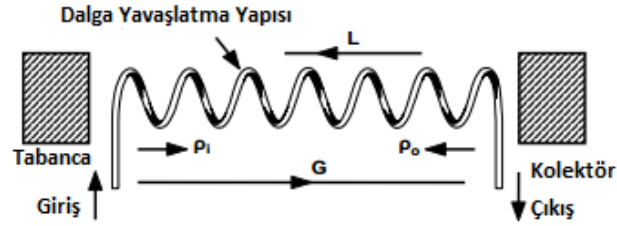
Şekil 3.9 Tipik bir koaksiyel hatta empedans geçiş tekniği



Şekil 3.10 Helisin koaksiyel hatta bağlantısındaki empedans geçişi

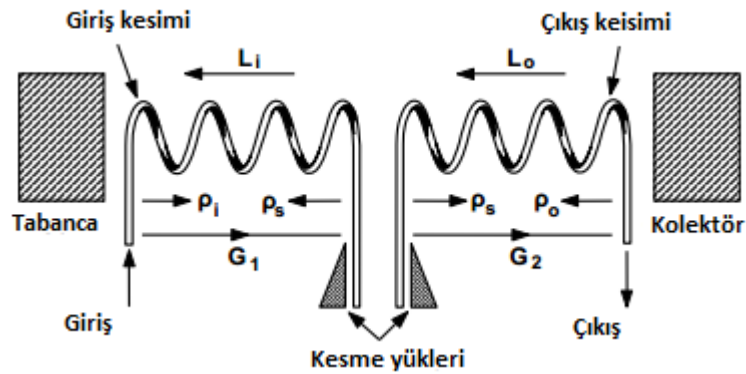
Şekil 3.9’daki teknik ve bu tekniğin örnek bir tüpe bağlanmış hali olan Şekil 3.10 görülmektedir. Bu teknik işe yarar bir teknikse de titreşim ve şok gibi etkiler ile kısmen uzunca bir bölümü desteksiz kalan koaksiyel iç iletkeninin hasar görmesi ile iletim kaybolabilir (Gittins, 1965).

Tüp, sinyal kaynağına veya yüke ne kadar iyi uyumlanmış olursa olsun YDT RF yapısının değişken empedansı yüzünden sistemde ufak da olsa yansımalar olacaktır.



Şekil 3.11 Osilasyon başlangıcında etkili parametreler

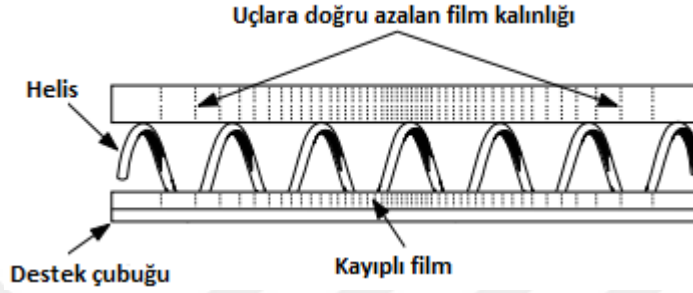
Şekil 3.11’de tipik bir YDT iletim hattı görülmektedir. Bu sistemin kazanımını limitleyen faktörler cinsinden osilasyon oluşumu yaklaşık olarak hesaplanabilir. G ve L sırasıyla; sistemin kazancı ve kaybı iken ρ_i ve ρ_o sırasıyla giriş ve çıkıştaki yansıma katsayılarının dB cinsinden ifadesidir. Yansıma katsayılarının 10 dB değerini aşması zordur ve devrenin kaybı da 6 dB olarak kabul edilirse 26 dB limitleyici kazanç olacaktır. Frekans değişimiyle kazancın çok değişmemesi adına 20 dB kazancın limit olarak kullanılması da karşılaşılan bir durumdur (Srivastava, 2000). Bu sebeple daha yüksek kazanımlara ulaşmak için YDT’ler birkaç kesimden oluşacak şekilde tasarlanır.



Şekil 3.12 İki kesimden oluşan YDT yapısı

Şekil 3.12’de görülen yapı için osilasyon faktörleri cinsinden aynı yaklaşım kullanıldığında kesim başına 20 dB kazanç ile osilasyonlara boğulmadan 40 dB kazançla çalışan bir YDT teorik olarak mümkündür. Bu teknik ile kesim sayısı artırılıp daha yüksek kazançlar sağlamak da olası bir diğer durumdur (Jung, 1978).

YDT'lerde kullanılan bir diğer teknik de sönümleyici kullanımıdır. Sönümleyiciler genellikle dielektrik destek çubuklarının üzerlerine kayıplı film depolanması ile oluşturulur. Film kalınlığı, sönümleme bölgesinin ortasında kalınlık yüksekken sonlarında inceltilerek geniş bir frekans bantı üzerinde empedans uyumlaması hedeflenir (Field, 1951; Alaria, 2009).



Şekil 3.13 Destek çubukları üzerindeki kayıplı film yapısı

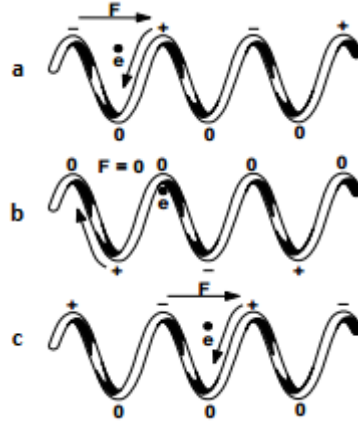
Kayıplı film kaplaması ile osilasyonlara sebep olan geri yönlü dalgalar sönümlendiği gibi ayrıca ileri yönlü dalgalar da sönümlenir. Ancak ileri yönlü üç dalgadan sadece birisi YDT sisteminde kazançtan sorumludur ve Pierce kazançtaki azalmanın geri yönlü dalganın sönümlenmesinin üçte biri kadar olduğunu göstermiştir. Böylece, kayıplı film sonucunda olacak bir kazanç düşüşü tüp boyunun arttırılmasıyla kotarılabilir (Tsimring, 2006).

3.3.3 Güç

Bir helis YDT için 10 kW pik gücüne ulaşılmışsa da (Jung, 1978) genel olarak pik güçler birkaç kW mertebesindedir. Ortalama güç ise çalışma frekansı ile ters orantılı olarak gider. Düşük frekanslarda kW mertebesi mümkünken milimetre dalgalar bölgesinde ortalama güç birkaç on watt mertebesindedir (Gilmour, 2011).

YDT'lerdeki güç kısıtlamalarının temel sebebi geri yönlü dalga osilasyonudur. (Nusinovich, 1998). Elektronların transit açısı helis turları arasında 180 derece açığa karşılık geldiği zaman geri yönlü dalga etkileşimi olası hale gelir. Bu osilasyonlar meydana geldiğinde, çalışma yapılan frekansta elde edilen güç, geri

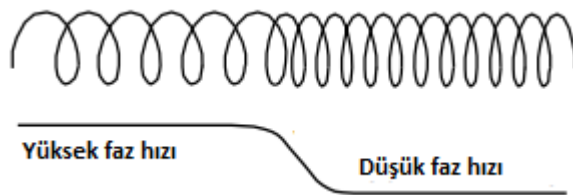
yönlü dalga osilasyonlarının oluşturduğu güç boşlukları sayesinde azalma gösterir.



Şekil 3.14 Geri yönlü dalga etkileşiminin helis üzerinde betimlenmesi

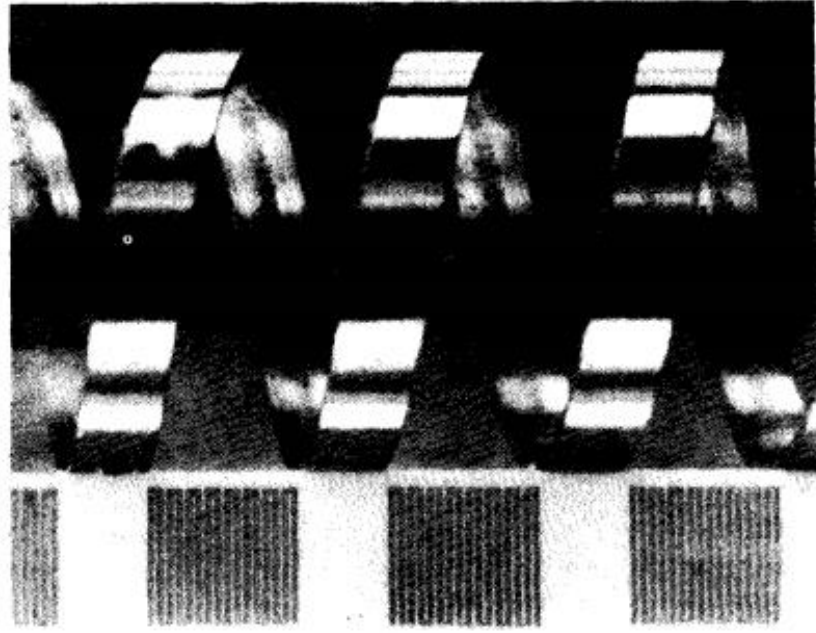
Şekil 3.14’de iki turda bir dalga boyu faz kayması olan bir helis, helise yakın hareket eden bir elektron ve eğik ok ile helis üzerinde hareket eden geri yönlü dalga gözükmemektedir. F kuvveti elektronlara etkiyen kuvveti betimlemektedir. İlk başta, (a), elektron F kuvveti yönünde hızlanmaktadır. 180 derece sonra (yarım tur), bu elektrona etkiyen bir kuvvet yoktur (b). Bir 180 derece sonra ise, (c), elektron tekrar hızlandırılır. Şekilde verilmemiş olsa da benzer şekilde ilk etapta yavaşlatılan bir elektron, 180 derecede bir yavaşlatıcı alanlarla karşılaşır. Böylece bu geri yönlü dalganın etkisinde bir elektron kümelenmesi oluşur. Geri yönlü dalga osilasyonunu tetikleyen en önemli faktörler elektron demet akımı ve elektron demetinin helise yakınlığıdır (Birtel vd., 2006).

Geri yönlü dalgalarla mücadelede en yaygın kullanılan teknik yavaş dalga yapısında faz değişimlerine gitmektir (Putz ve Cascone, 1978). Faz değişimini sağlamak adına yapılabilecek şeyler; helis çapını değiştirmek, dielektrik destek çubuklarının sayısını arttırmak veya en kolay olarak helis periyodunu değiştirmektir.



Şekil 3.15 Helis periyodunun değiştirilmesi

Şekil 3.14'teki sistemi Şekil 3.15'te ele alalım. YDT giriş kısmı solda, çıkış kısmı sağda olsun. Bu durumda geri yönlü dalga Şekil 3.14'teki gibi sola doğru hareket edecektir. Geri yönlü dalga, düşük faz hızlı kısımdayken elektron demeti enerjisini geri yönlü dalgaya aktarır ve osilasyonlara sebep olur. Geri yönlü dalga yüksek faz hızlı kısma geldiğinde ise, periyotlar doğru ayarlandıysa, girişe doğru hareket eden geri yönlü dalga enerjisini elektronlara aktararak sönümlenir.



Şekil 3.16 Frekans seçici yüzey filmi

Geri yönlü dalga osilasyonlarını engellemekte kullanılan tekniklerden bir diğeri de frekans seçici sönümleyicilerin kullanımıdır. Şekil 3.16'da örnek bir kayıplı film görülmektedir. Bu filmlerin hat uzunluğu, geri yönlü dalga frekansının yarısına karşılık gelen dalga boylarında üretilir ve böylece en düşük frekanslı rezonant frekans, geri yönlü dalganın frekansıdır (Putz ve Cascone, 1978).

4. MODELLEME VE SİMÜLASYON METOTLARI

Bu tez çalışmasının yapılabilmesi için bilgisayar ortamında gerçekleştirilmesi gereken önemli bazı hususlar vardı. Bunlar; geometrik olarak modelleme, modellenmiş bir dalga yavaşlatma yapısının mikrodalga frekanslardaki karakteristik özelliklerinin tayini ve özellikleri tayin edilen yapının RF sinyali-elektron demeti etkileşiminin gerçekleştirilebilmesiydi. Bu gerekli hususların hepsini tek seferde karşılayan ve erişimi kolay olan yazılım CST firmasına aitti. O sebeptendir ki bu tez çalışmasında kullanılan yazılım CST Studio Suite yazılımıdır (CST AG).

4.1 CST Stüdyo Süit

CST Studio Suite, elektromanyetik problemleri farklı uygulama alanlarına göre ayırarak çözümlemelerini sağlayan temel bir pakettir. Paket içeriğinde örnek olarak elektron tabancası üretiminde yahut magnet tasarımı gibi konularda kullanılabilen düşük frekans çözümleyicisi, yüksek frekans uygulamaların etkilerini, sistem karakteristik özelliklerini çözümleyen ve gerek anten tasarımı, gerek mikroşerit iletim hatları ve gerekse de YDT tasarımı gibi konuları içeren mikrodalga stüdyo gibi alt paketleri içerir. Parçacık simülasyonları için hücre-içinde-parçacık (PIC) kodları içeren bir parçacık stüdyosu da bulunmaktadır. Ayrıca kablo tasarımları ve bunların elektromanyetik etkilerini çözümleyen kablo stüdyosu gibi farklı kodlar da mevcuttur.

Bu tez çalışmasının konusu YDT'ler olduğu için CST yazılımında gerekli olan paketler CST MWS (mikrodalga stüdyo) ve CST PS (parçacık stüdyosu) kısımlarıdır. Bu iki paketten ilki olan mikrodalga stüdyo sayesinde, örnek olarak, bir yürüyen dalga tüpünün modellenmesi yapılarak modellenen sistemin dispersiyon diyagramı, karakteristik empedansı, grup ve faz hızları gibi önemli parametreleri elde edilebilir. Parçacık stüdyosunda ise kullanıcı göndermek istediği parçacıkları tanımlayabilir, bu parçacıkları belirli bir yüzeyden göndererek elektrostatik ve magnetostatik alanlar etkisinde parçacıkların

hareketini izleyebilir. Ayrıca YDT'lerde olduğu gibi parçacıkların değişken alanlarda etkileşimi de parçacık stüdyosunda simülasyona tabi tutulabilir.

4.1.1 CST Mikrodalga Stüdyo

Mikrodalga stüdyo, yüksek frekans uygulamarda analiz ve tasarım için yapılmış tam teşekküllü bir pakettir. Farklı tipteki problemler farklı çözüm teknikleri gerektireceği için, mikrodalga stüdyo bünyesinde zaman dömeni çözümleri, frekans dömeni çözümleri, integral denklemi çözümleri, çoklu katman çözümleri, asimptotik çözümler ve öz mod çözümler gibi çeşitli çözüm yöntemleri içerir. Çözüm yöntemlerine göre ya terahedral ya da heksahedral ağ örgüleri kullanılarak geometrinin üç boyutta modellenmesi sağlanır.

Zaman dömeni çözümleri simülasyon bazında esnekliğin en yüksek olduğu çözümlerdir ve simülasyonu yapılan sistemin geniş bant davranışını tek bir çalışmada betimleyebilir. Konektörler, iletim hatları, dalga kılavuzu bileşenleri ve antenler gibi birçok alanda zaman dömeni çözümleri tercih edilebilir. Zaman dömeni çözümleri sonlu integrasyon yöntemi veya iletim hattı matrisleri yöntemiyle yapılır ve ağ örgüsü olarak sadece heksahedral örgü seçilebilir.

Modellenen sistem, ilgilenilen en yüksek frekansa karşılık gelen dalga boyundan çok daha küçük ise frekans dömeni çözümleri makul bir seçimdir. Ayrıca filtreler gibi dar bir spektrumdaki etkisi incelenecek modeller için frekans dömeni çözümlerini kullanmak daha avantajlıdır. Frekans dömeninde heksahedral ve terahedral örgüler kullanıcı seçimine sunulur ve kullanıcı modellenen geometriyi hangi örgü yapısı daha iyi tasvir ediyorsa ona göre seçimini yapar.

Bir sistemin çalıştırılacağı modlar önem arz ediyorsa, bu modların tayini için öz mod çözümleri öncelikle kullanılır ve elde edilen bilgiler ışığında diğer çözümlere geçilebilir. Öz mod çözümlerinde kullanılabilen ağ örgüleri de terahedral yahut heksahedral olup, bu tercih kullanıcıya bırakılmıştır.

Mikrodalga Stüdyo paketindeki farklı çözücüler bir kenara bırakılıp YDT tasarımında en sık kullanılanlar ele alınacak olursa bunlar öz mod çözümleyici (E-solver) ve geçiş çözümleyicidir (T-solver). Yapılan bir modelin modları, bu modların frekans aralığı ve bu aralıktaki faz açıları gibi parametreler YDT tasarımının ilk basamağıdır ve bu durumda kullanılacak çözücü öz mod çözücüdür.

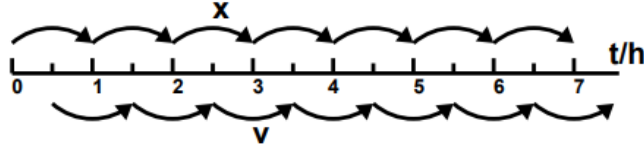
Modal özellikleri öz mod çözücü ile bulunmuş bir yapıyı gerçek hayata geçirmek için konektörler, filtreler gibi yapılarla birleştirmek gerekebilir. Birleştirilen bu yapıların S-parametreleri, VSWR gibi önemli performans özelliklerini geniş frekans spektrumunda incelemek için kullanılacak çözücü ise geçiş çözücüdür. Geçiş çözücüsü, ilk olarak Weiland (1977) tarafından ortaya atılan sonlu integrasyon tekniğini kullanır.

Buraya kadar bahsedilen çözücüler YDT tasarımında kullanılması gereken veya gerekebilecek çözümleyicilerdir. Ayrıca elektriksel olarak çok büyük olan yapılarda integral denklemi çözücüsü veya asimptotik çözücüler kullanılabilir. Bu çözücülerle ilgili bilgiler tez konusunun dışında kalacağından ilgili okuyucu CST firmasının sitesinde bu bilgilere ulaşabilir.

4.1.2 CST Parçacık Stüdyo

Parçacık stüdyosunda yüklü parçacıkların hızlandırılması ve yönlendirilmesi gibi işlemler yapılır. İlgilenilen yapı modellendikten sonra tamamen otomatik olan bir örgüleme yapısı, simülasyon motoru başlamadan önce uygulanır. Elektromanyetik alanların ve parçacık dinamiklerinin analizi için parçacık stüdyosunda üç farklı çözümleyici bulunur. Bunlar; zaman dömeninde çalışan bir uyarılmış-alan çözümleyici, zaman dömeninde çalışan bir hücre-içinde-parçacık çözümleyici ve parçacık izleme çözümleyicileridir. Bu çözümleyicilerden hücre-içinde-parçacık ve parçacık izleme çözümleyicileri, YDT simülasyonlarında sıkça kullanılmaktadır.

Hücre-içinde-parçacık kodu, zamanı kesikli örneklemelere bölerek alanların ve parçacıkların davranışlarını hesaplar. Alanlar, kesikli konumlarda hesaplanırken parçacıklar sürekli bir faz uzayında izlenirler. Alanların hesaplanmasında “Leap frog” algoritması kullanılır. Şekil 28’de algoritmanın yapısı görülmektedir.



Şekil 4.1 “Leap frog” algoritma yapısının temsili

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (4.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = F(x) = \left(-\frac{dU(x)}{dx}\right) \quad (4.2)$$

$F(x)$ parçacığa x konumunda etki eden kuvvet, $U(x)$ potansiyel enerji, zaman aralıkları h ve cismin hızı v olmak üzere birim kütleli bir parçacık için Euler metodu ile (4.1) denklemi (4.3)’teki gibi yazılabilir. Denklem (4.3) Euler metodunu gösterirken (4.4)’teki “Leap frog” yönteminde ise hızlar da orta değerlerden alınır.

$$x_1 = x_0 + hv_0 \quad (4.3)$$

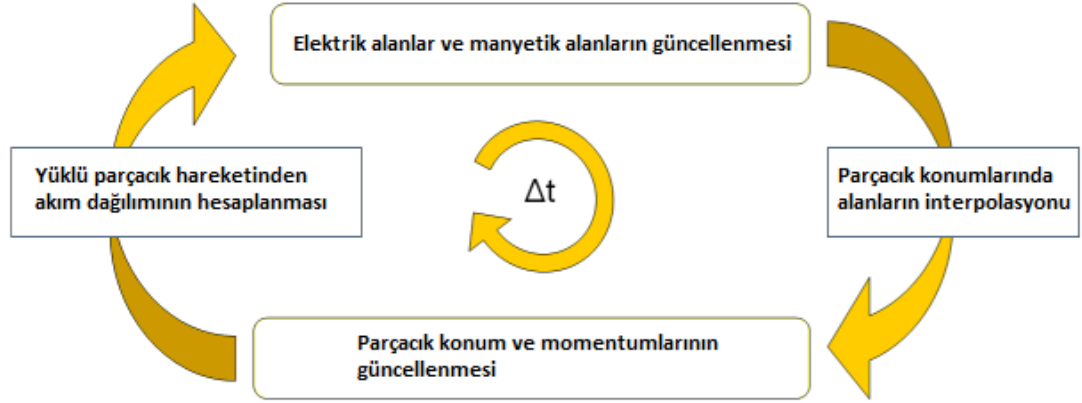
$$x_1 = x_0 + hv_{1/2} \quad (4.4)$$

$$v_{3/2} = v_{1/2} + hF(x_1) \quad (4.5)$$

x_0 ve $v_{1/2}$ bilindikten sonra Şekil 4.1’deki sıçramalarla “leap frog” algoritmasının formülü çıkartılmış olur.

$$x_{n+1} = x_n + hv_{n+1/2} \quad (4.6)$$

$$v_{n+3/2} = v_{n+1/2} + hF(x_{n+1}) \quad (4.7)$$



Şekil 4.2 Hücresinde-parçacık kodunun işleyiş mekanizması

Şekil 4.2’de CST Parçacık Stüdyo yazılımının yardım dokümanlarından alınmış prosedür özeti görülmektedir. Ek olarak, parçacık stüdyoda alınan verilen çoklu-fizik stüdyosuna tabi tutularak termal ve mekanik etkiler incelenebilir.

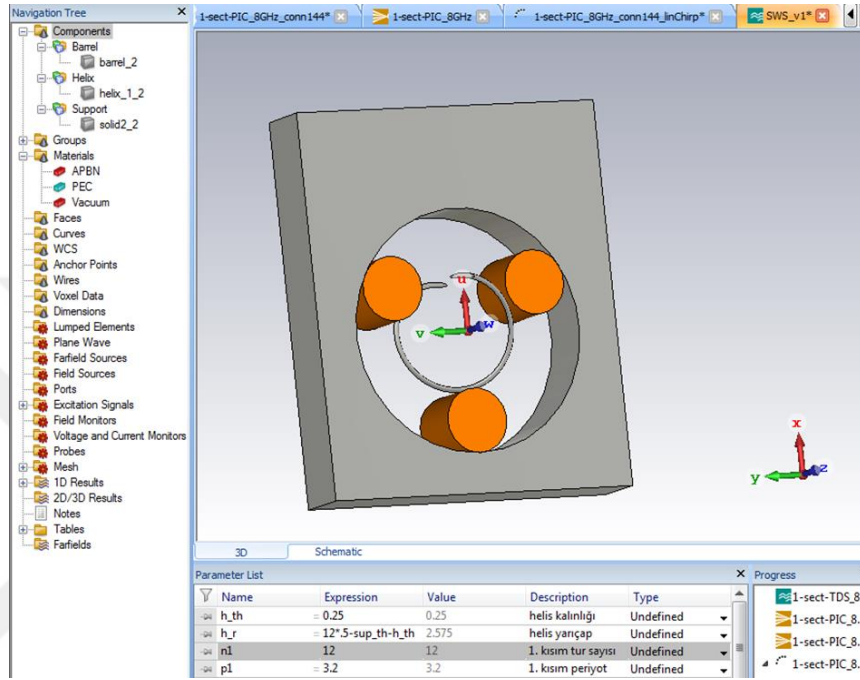
4.2 YDT Yapılarının Modellenmesi

Yürüyen dalga tüpünü oluşturan yapılar çalışmanın ilk kısımlarında verilmişti. Bu yapılar; dalga yavaşlatma yapısı, elektron kaynağı, manyetik alan kaynağı, RF giriş ve çıkış kısımları ile kolektörden oluşmaktaydı. Modelleme esnasında bu yapılar CST MWS yahut CST PS ara yüzünde parametrik olarak çizilebilmektedir. Parametrik modelleme önemli bir özellik olup, parametrelerle tanımlanmış nicelikler (uzunluk, açı vb.), CST ara yüzünden sistemi bozmadan sadece istenilen büyüklüğü değiştirmeye olanak sağladığı gibi ayrıca ilgili parametrenin kullanıcı tarafından belirlenen bir süpürmeye maruz bırakılmasına da olanak verir. Parametre taraması yapılarak bir niceliğin değişmesinin sistemin yüksek frekans karakteristiğini ne şekilde etkilediği görülebilir. Çalışmanın konusu olan modeller ve bu modellerin ne şekilde yapıldığı bu kesimde işlenecektir.

4.2.1 Dalga Yavaşlatma Yapısı

Dalga yavaşlatma yapısı en temel halinde; bir metal kılıf, kılıfın içerisinde merkezde bir helis ve helisin etrafındaki dielektrik destek çubuklarından oluşur.

Şekil 4.3'te CST ara yüzünden alınmış bir ekran görüntüsü görülmektedir. Çizim ekranının sağ alt köşesinde genel koordinat sistemi ve helisin merkezinde ise yerel koordinat sistemi bulunmaktadır. Modellemede kolaylık açısından, kullanıcı genel koordinat sisteminden yerel koordinat sistemlerine geçiş yapabilir ve isterse bu koordinat sistemlerini saklayabilir.



Şekil 4.3 Dalga yavaşlatma yapısının tek turluk modeli

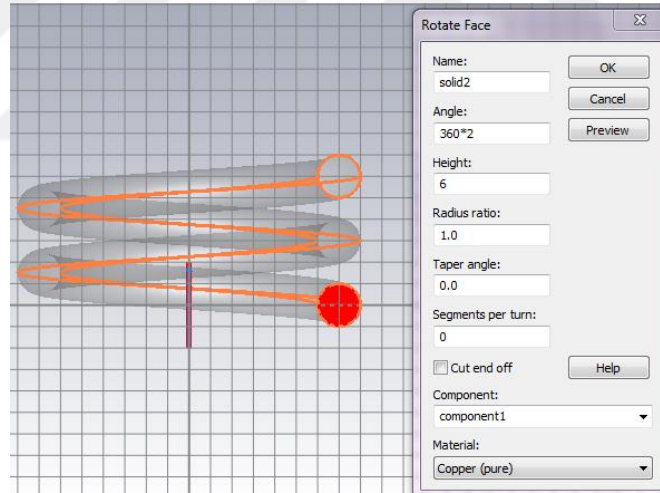
Çizim ekranının altında ise parametre listesi görülmektedir. Dikkat edilirse helisin tel kalınlığı, tur sayısı, periyot uzunluğu ve yarıçapı gibi büyüklükler parametrize edilmiştir. Yarıçap ifadesi ise destek çubuğu kalınlığı, helis kalınlığı ve metal kılıf iç çapının sabit alındığı (12mm) bir ifade cinsinden yazılmıştır. Sunduğu bu esneklikler bakımından CST ile parametrik modelleme oldukça kullanışlıdır.

Ekranın sol kısmında sistemi oluşturan bileşenler en üstte göze çarpar. Kullanıcı belirli bileşenleri bir arada toplamakta serbesttir. Ayrıca istenilen parçaya ya da komponente direkt olarak malzeme ataması yapılabilir. Şekil 4.3'teki modelde üç tane malzeme kullanılmıştır. Metal kılıfı ve helisi oluşturan malzeme, mükemmel elektriksel iletken olan ideal bir malzemedir (PEC). Destek çubukları anizotropik pirolitik boron nitrit malzemesinin özellikleri kullanıcı tarafından

girilerek oluşturulmuştur. Kullanıcı, yeni bir malzeme oluşturmakta serbest olup bu malzemenin fiziksel özelliklerini de programın ilgili bölümlerine girebilmektedir. Şekilde görülmeyen vakum adlı malzeme ise görselliği engellememesi açısından bilinçli olarak gizlenmiştir ve metal kılıfın iç kısmında modellenmiş bir katı içermeyen her yer vakum olarak programda tanımlıdır.

4.2.2 Selenoit

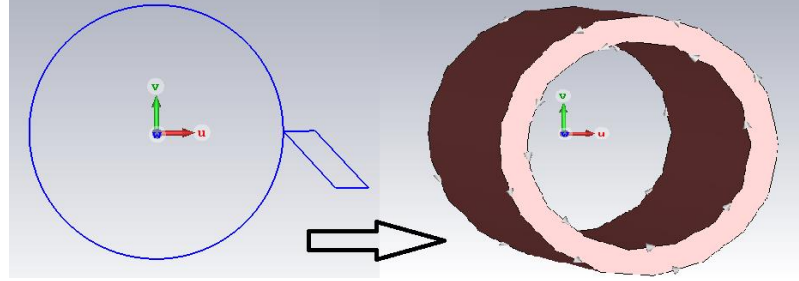
Selenoit tasarımı CST yazılımında iki farklı şekilde yapılabilir. İlk teknikte dairesel bir yüzey oluşturulur ve bu yüzey, aynı düzlemde bulunan bir eksen etrafında belirli bir açı ve yükselme değeri kadar ötelenir. Sonuçta Şekil 4.4'teki gibi spiral bir yapı ortaya çıkacaktır. Bu şekilde oluşturulan selenoide malzeme tanımlaması da yapılabilir ve kullanıcı isterse katman katman selenoit grupları da oluşturabilir.



Şekil 4.4 Eksen etrafında döndürme ile oluşturulan selenoit

Şekil 4.4'te kırmızı ile vurgulanmış bir yüzey, spiralin merkezinde ise yardımcı eksen görülmektedir. Yüzey kullanıcı tarafından seçildiğinde kırmızı olarak vurgulanır ve yardımcı eksen de çizildiğinde döndürme komutu çalıştırılırsa, oluşturulacak katının parametreleri ve malzeme özellikleri seçilebilir. Şekil 4.4'te görüldüğü gibi 2 turda 6mm uzanıma sahip bir helis yapısı saf bakır malzemesi kullanılarak oluşturulmak üzeredir. Yarıçap oranına girilen değer, sonraki turda yarıçapın ne kadar olacağını belirler.

İkinci yöntem ise CST yazılımının sunduğu özel bir yöntem olup gerek modelleme gerekse bilgisayar kaynaklarının kullanımı açısından çok daha pratiktir.

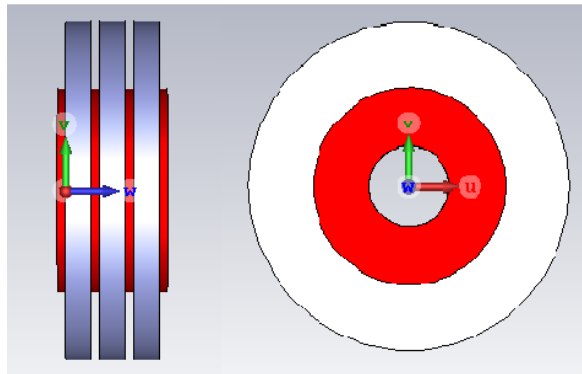


Şekil 4.5 CST yazılımının “Coil” komutuyla oluşturulan selenoit

CST'nin özel komutu ile selenoit oluşturmak için iki çizim gerekir. Bunlardan ilki selenoidin dairesel kesiti, diğeri ise selenoide kalınlığını ve uzanımını veren dikdörtgen kesittir. Şekil 4.5'te bu durum örneklenmiştir.

4.2.3 Periyodik Kalıcı Mıknatıslar

YDT'lerde kullanılan kalıcı mıknatıslar yüzük tipindedir. Bu açıdan CST yazılımında modellenmeleri de oldukça kolaydır ancak YDT mıknatis sistemlerinde ayrıca nonlinear malzemelerle de sıklıkla karşılaşılır. Bu malzemeler genelde demirden olup iki mıknatısın arasına yerleştirilirler ve geometrileri mıknatıslardan daha karmaşık olabilir (Sterret ve Heffner, 1958; Liu, 2001; Santos vd., 2011).



Şekil 4.6 Kalıcı mıknatıslar (mor) ve nonlinear ara kutuplayıcılar (kırmızı)

4.3 YDT Yapılarının Simülasyonları

Kısım 4.2’de verilen yapılar sadece geometrik model olarak sunulmuştur. Bu kısımda ise yapıların simülasyonlarının ne şekilde yapılması gerektiği ve hedeflenen çıktılarının alınması yolunda ne gibi değişikliklere gidilmesi gerektiği üzerinde durulacaktır.

4.3.1 Ön Hesaplamalar

Bir YDT’nin tasarımı yapılırken belirli parametreler göz önünde bulundurulmalıdır. Örneğin YDT ile kullanılacak elektron tabancası belli ise, YDT dalga yavaşlatma yapısını bu tabancaya göre tasarlamak mantıklı olacaktır. Böylece dalga yavaşlatma yapısının faz hızı, elektron tabancasının hızlandırma potansiyeliyle uyumlu olur. Elektron tabancası dalga yavaşlatma yapısına göre tasarlanacaksa böyle bir kısıtlamaya gerek yoktur. Önemli bir diğer konu ise hedeflenen tasarımın frekans bandı veya elektron demetiyle ilgili olarak voltaj ve akım parametreleri olabilir. Yüksek akım-düşük voltaj durumunda ark problemlerini olasılığını azaltır ve birim uzunlukta daha yüksek kazanım sağlarken tasarım ve elektron demetinin kontrolü zorlaşır. Düşük akım-yüksek voltaj durumunda ise ark problemleri olasılığı artarken elektron demetinin kontrolü daha kolaydır ancak birim uzunlukta kazanım azalır ve tüp boylarının uzaması da gerekir (Sivan, 1994).

Birçok kaynaktan öğrenilebileceği üzere, YDT’ler en yüksek kazanımları 4 helis turunun 1 eksenel RF dalga boyuna denk geldiği frekanslarda verir (Gilmour, 2011). İstenilen çalışma frekansına uygun boyutların tayini ise Pierce ve ardından günümüze kadar gelen araştırmaların birikmiş sonuçlarından elde edilen veriler ışığında yapılabilir. Pierce, YDT’ler ile ilgili notlarında a helis yarıçapı ve $k=\omega/c$ olmak üzere hedeflenen frekansta $ka \approx 0.1$ civarı bir değer için uygun bir başlangıç değeri olacağını ve ayrıca YDT boyutlarının büyük yahut küçük kalmaması açısından ise $\beta a \approx 1.5$ civarında değerlerin uygunluğunu özellikle not düşmüştür (Gewartowski ve Watson, 1965). Ayrıca NASA’nın Telstar projesindeki araştırmacılar da yaptıkları binlerce deneme ve model

sonrası $\beta a \approx 1 - 1.5$ aralığındaki YDT'lerin en verimli biçimde çalıştığını belirtmiştir (Bodmer vd., 1963).

Bu bilgiler ışığında 30 mA emisyon akımı olan ve 3 kV hızlandırma gerilimine sahip bir elektron tabancası için C bandında, merkezi frekansı 6 GHz olarak çalışacak bir dalga yavaşlatma yapısı tasarlanacak olsun. Dalga yavaşlatma yapısının dispersif etkileri başta bilinemeyeceği için kaba bir hesaplama 3 kV değerinin elektronlara kazandıracığı hız ve bu hızın ışık hızına oranından helis açısı tayin edilebilir. Böylece simülasyona yaklaşık değerler ile başlamak mümkün olacaktır ve gerekli değişiklikler simülasyon sonuçlarına göre yapılabilir. Denklem (4.8) ile elektron demet hızı bulunabilir. Denklemdeki v , elektron hızı, e yük değeri, m elektron kütlesi ve V hızlandırma voltajıdır.

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m_e}} \quad (4.8)$$

Denklem (4.8) aracılığıyla elektron demet hızı 3 keV değeri için 2.483×10^7 m/s olarak bulunabilir. Helis açısı ve helis periyodu ile helis yarıçapı oranı ise sırasıyla denklem (2.1) ve (2.2) aracılığıyla elde edilir.

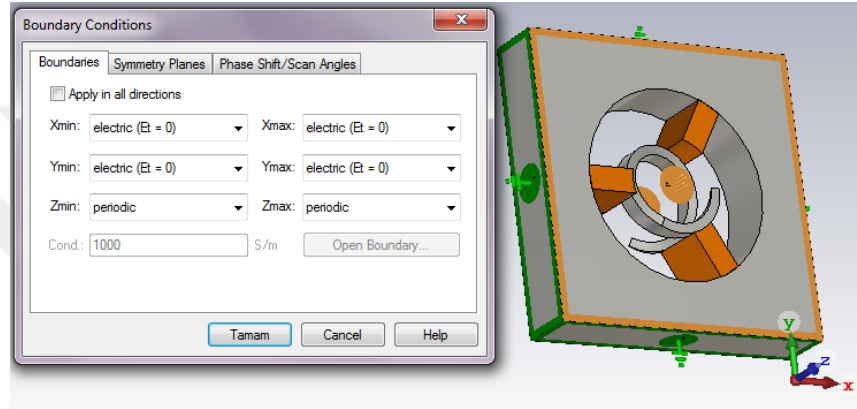
$$\Psi = \arcsin\left(\frac{v}{c}\right) = 6.22^\circ \quad \text{ve} \quad \Psi = \arctan\left(\frac{L}{2\pi R}\right) \rightarrow \frac{L}{R} = 0.68 \quad \text{olarak}$$

bulunur. Denklem (3.10) ile propagasyon sabiti β , C bandı dahilindeki 6GHz frekansı için hesaplanacak olursa $\beta = \frac{2\pi f}{v} = 1160 \text{ m}^{-1}$ olarak bulunur. Helis yarıçapının 1 mm olarak alınması, 0.68 mm periyotlu bir helis ile simülasyonlara geçilebileceğini gösterir. Helis tel kalınlığı ise tungsten veya molibden tellerin piyasada bulunabilen kesitlerine göre seçilebilir. Benzer şekilde destek çubuğu kalınlıkları ve metal kılıf boyutları da piyasada bulunabilen malzemelere yakın seçilecektir.

4.3.2 Dalga Yavaşlatma Yapısı – Öz Mod Çözümleyici

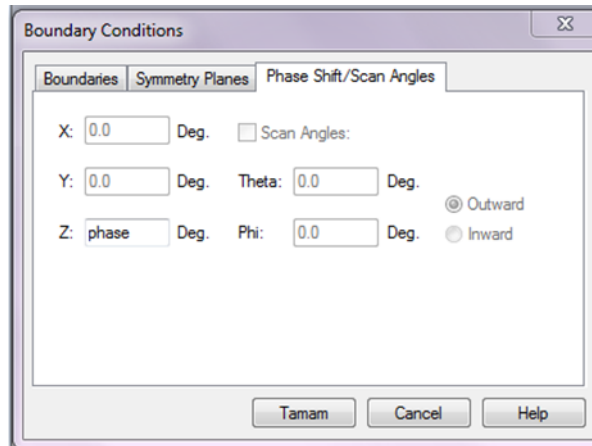
Yürüyen dalga tüplerinin en temel yapısı olan dalga yavaşlatma yapısı, ilk simülasyon basamağı olarak başlanılabilecek bir yapıdır. Bunun için de

öncelikle CST yazılımında problem tipi olarak yüksek frekans ve çözümleyici olarak da öz mod çözümleyici (E-solver) seçilmelidir. CST programı, öz mod çözücüyü kullanarak daha önceki bölümlerde bahsedilen Floquet teoremi yardımıyla yapının analizini yapacaktır. Floquet teoremi periyodik yapıların incelenmesinde geçeli olduğundan, tek turluk bir dalga yavaşlatma yapısı çözümleme için yeterli olacaktır. Kullanıcı simülasyon sekmesinden sınır koşullarını helisin eksenini doğrultusunda periyodik olarak seçmeli, diğer eksenlerde ise elektrik sınır koşullarını seçmelidir.



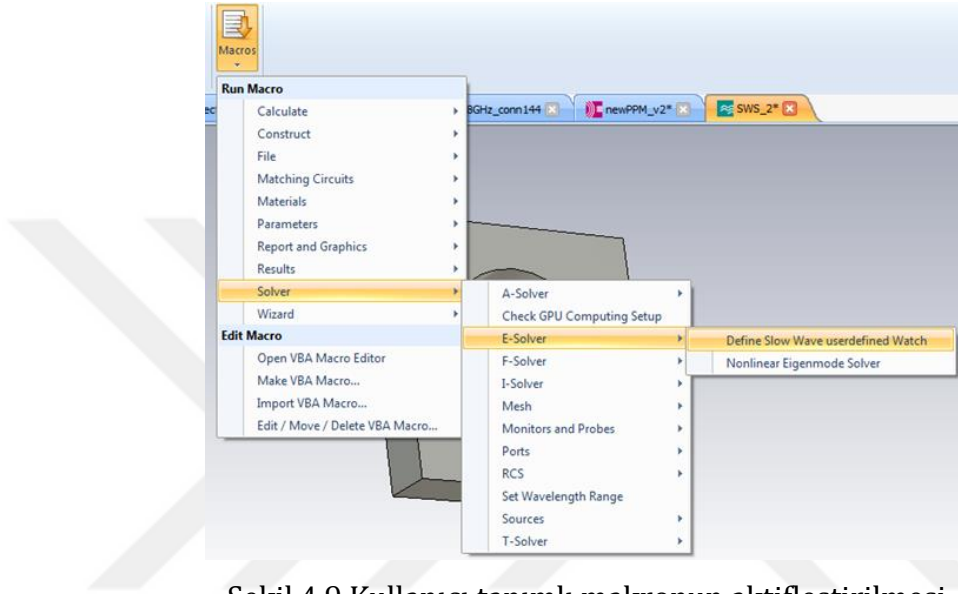
Şekil 4.7 Sınır koşullarının ayarlanması

Şekil 4.7’de örnek bir yapı için sınır koşullarının seçilmesi gösterilmiştir. Ayrıca dikkat edilirse en sağ sekmede faz kayması/tarama açıları diye bir bölüm bulunmaktadır. Bu sekmede ise modelin periyodik olduğu eksen doğrultusunda bir faz parametresi tanımı yapılmalıdır.



Şekil 4.8 Faz parametresinin periyodik doğrultuda tanımlanması

Şekil 4.8’de görüldüğü gibi faz parametresi de tanımlandıktan sonra tek yapılacak şey, CST yazılımının içinde hazır gelen kullanıcı tanımlı yavaş-dalga makrosunu aktifleştirmektir. Bu makro, CST tarafından hazır sunulmuş olup faz açıları tarandıkça modelin elektromanyetik özelliklerini, modlarını ve bu modların taranan faz değerlerinde oluşturduğu dispersif karakteri, faz hızı, grup hızı, güç akışı ve etkileşim empedansı gibi parametreleri hesaplamada kullanılır.



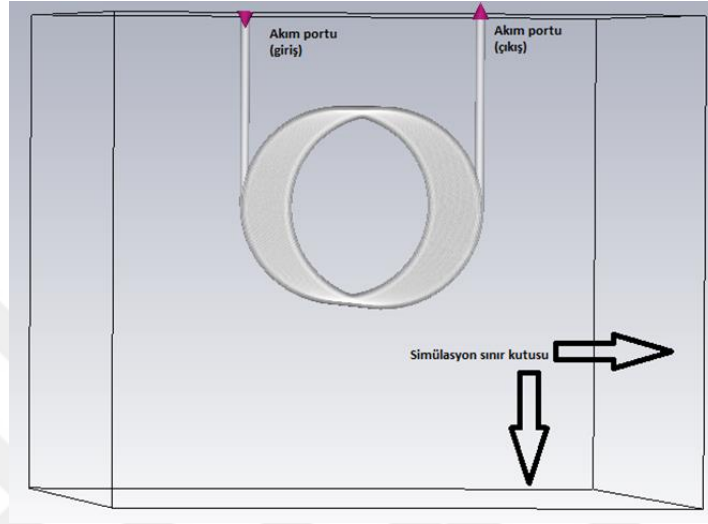
Şekil 4.9 Kullanıcı tanımlı makronun aktifleştirilmesi

Makroyu kullanmadan bu parametreleri elde etmek, yahut daha farklı metotlar uygulamak isteyen kullanıcılar için açıklayıcı bir uygulama notu CST sitesinde program sahiplerine sunulmaktadır. İki yöntemle de aynı sonuçlar elde edildiği için bu çalışmada kolaylık açısından kullanıcı makrosunu göstermek tercih edilmiştir. Faz parametresi ve makro da tanımlandıktan sonra geriye kalan tek şey (**0 – 180**) derece arasında modelin faz parametresini taratmaktır.

4.3.3 Selenoit

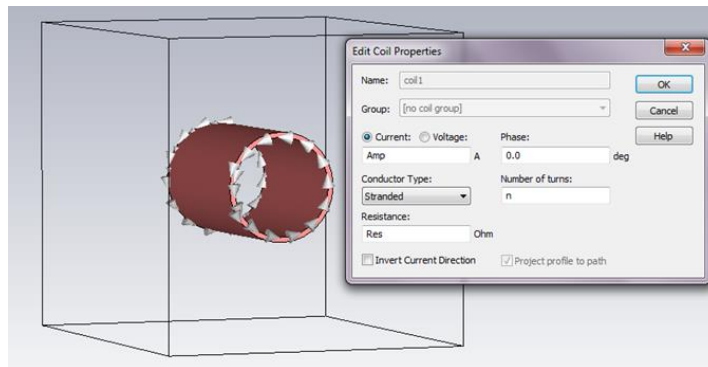
Selenoit modellenmesi yapıldıktan sonra simülasyon işlemine geçmek için öncelikle problem tipinden düşük frekans, oradan da magnetostatik çözücü (M-solver) seçilmelidir. Sınır koşulları ise her yönde elektrik sınır koşulu olarak seçilmelidir. Arka plan malzemesi hava yahut vakum olarak atanabilir ve eğer selenoit modeli CST komutu yerine bakır tel olarak modellendiyse, akım portları

tanımlanmalıdır. Akım portları için dikkat edilmesi gereken husus, bu portların simülasyon modelini kapsayan sınır duvarlarına kadar uzatılması gerekliliğidir. Sisteme giren ve sistemden çıkan akımların da eşit olması ayrıca programın hata vermemesi açısından gereklidir. Şekil 4.10'da açıklayıcı bir görsel sunulmuştur. Bu şartlar sağlandıktan sonra simülasyona başlanabilir.



Şekil 4.10 Bakır modellenli selenoit simülasyonunun hazırlanması

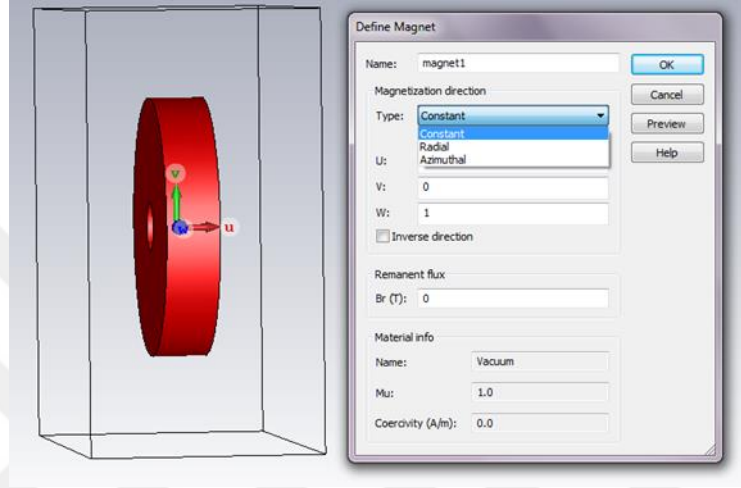
Simülasyonda katı bir model yerine CST selenoit komutu kullanılacaksa, ki bu çok daha hızlı çalışır, akım yahut modellenen selenoidin direnci ve uygulanacak voltaj girilmesi gerekir. Şekil 4.11'de bu verilerin girileceği iletişim kutusu görülmektedir. Kullanıcı bu kutucuktaki verileri parametrik olarak girip farklı parametrelerde oluşacak çıktıları karşılaştırmakta serbesttir. İletken tipi seçeneği ise katı/saçaklı seçeneklerinden oluşur. Uygun iletken tipi seçildikten sonra simülasyon başlatılabilir.



Şekil 4.11 CST komutuyla oluşturulan selenoit

4.3.4 Periyodik Kalıcı Mıknatıslar

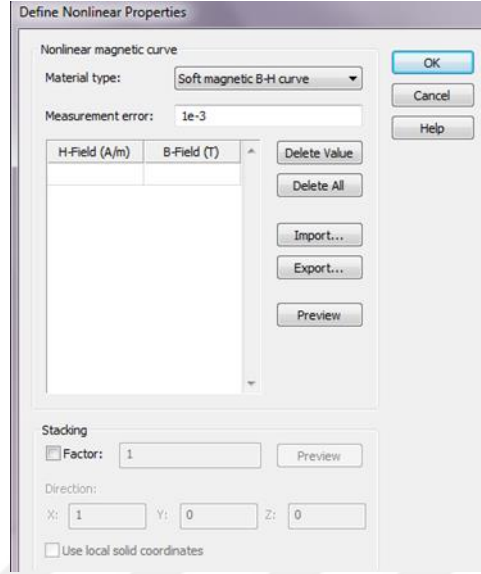
Kalıcı mıknatısların simülasyon basamağı da selenoitler gibi problem tipinden düşük frekansın ve ardından çözücüler listesinden magnetostatik çözümleyicinin seçilmesiyle başlar. Modellenmiş olan oyuk silindirlere tek tek mıknatıs özelliklerinin girilmesi gerekmektedir.



Şekil 4.12 Mıknatıs tanımlamalarının yapılması

Şekil 4.12’de görülen iletişim penceresi, önceden modellenmiş katı bir geometri varken simülasyon sekmesinde bulunan kalıcı mıknatıs butonuna basılarak açılmıştır. Program mıknatısın tanımlanacağı bir katının seçilmesini bekler ve katı seçilince tanımlama penceresi açılır. Kullanıcının mıknatısı oluştururken modellediği katının malzeme özellikleri, mıknatıs tanımlama penceresinde de görülmektedir. Kullanıcı isterse eksenlere bağlı sabit bir manyetik alan tanımlayabildiği gibi, radyal ya da azimutal bir magnetizasyon vektörü de tanımlayabilir. Mıknatıs tanımlaması esnasında kullanılan yerel koordinat sistemi, mıknatısın magnetizasyon vektörleri tanımlanırken geçerli olan sistemdir. Kalıcı akı, tesla cinsinden girilecek olup mıknatısın kompozisyonuna göre farklılık gösterir. Kullanıcı bu değeri ve mıknatısın geometrik boyutlarını parametrik olarak girip tarayarak, istediği manyetik alanı verecek mıknatısı oluşturabilir. Ayrıca mıknatıs malzemesi tanımlanırken, malzemeye özgü B-H eğrisi biliniyorsa bu veriler de malzeme oluşturma ekranının nonlineer özellikler

kısından malzeme bilgisi içerisine aktarılabilir. Şekil 4.13'te B-H eğrisi tanımlanması gösterilmiştir.



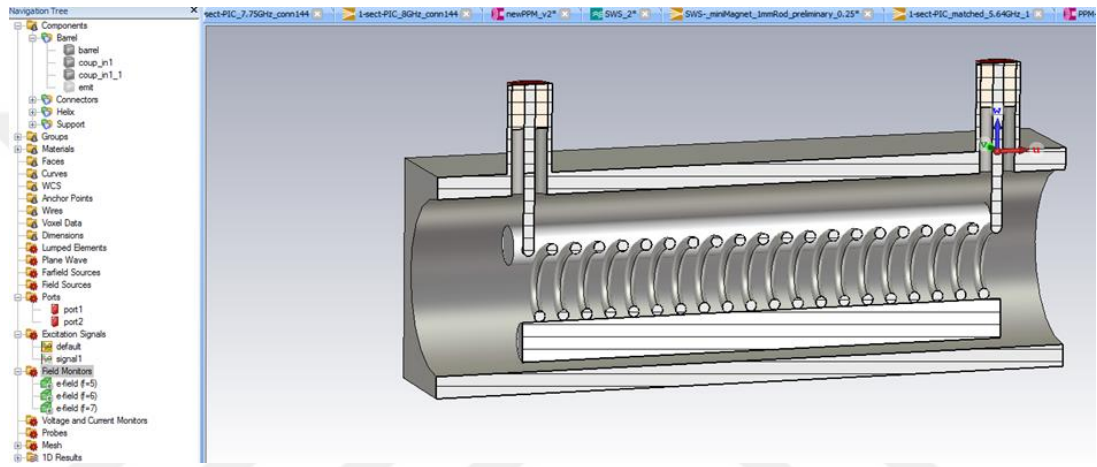
Şekil 4.13 B-H eğrisinin tanımlanması/ie aktarılması

Malzeme zellikleri, mıknatıslar ile özellikleri ve ara kutuplayıcılar da modellendiyse simülasyon başlatılabilir.

4.3.5 Dalga Yavaşlatma Yapısı – Geçiş zmleyici

Dalga yavaşlatma yapısı ilk simülasyonuna hazırlanırken periyodik sınır koşulları uygulanarak tek turluk bir helis yapısı programa verilmiőt. YDT simülasyonu elektron ve RF sinyalinin de varlığıyla gerçeklenirken elbette çok turlu bir yapı, giriş çıkış portları ve manyetik alan gibi diğer etkiler de sisteme tanıtılır. Elektronların ve RF sinyalinin bulunduğu evreye sıcak test denilirken, dalga yavaşlatma yapısının karakteristiğinin tayin edildiği, elektronlar olmadan sistemin parametrelerinin tayin edildiği aőamaya ise soğuk test denilir. Soğuk testin ilk aőaması dispersiyon eğrisinin, faz hızları ve etkileşim empedansının çıkarıldığı öz mod zmleyicidir. Sıcak teste geçmeden evvel yapılacak ikinci soğuk test basamağı ise sisteme RF sinyal verildiğinde ortaya çıkan durumların incelendiği, S-parametreleri gibi iletim karakteristiğinin incelendiği evredir. Problem tipinden yüksek frekans seçilir ve zmleyiciden de geçiş zmleyici (T-solver) seçilirse bu evre gerçekleőtirilebilir.

Bu evrenin bir diğ er  onemi ise  oz mod  oz umleyicinin ağ  org s u ile hücre-içinde-parçacık  oz umleyicinin ağ  org s u yapılarıdır. İlgilenilen frekanstaki faz hızı  oz mod  oz umleyicide bulunduktan sonra, YDT yapısının tam haliyle geçiş  oz umleyicide ilgili frekansta test edilmesi  onemli bir basamaktır. Bunun sebebi geçiş  oz umleyicinin ağ  org u yapısı ve  oz umleme şeklinin hücre-içinde-parçacık  oz umleyiciye benzemesidir. Geçiş  oz umleyicide yapılacak simülasyonun hücre-içinde-parçacık simülasyonundan tek farkı elektron demetinin ve buna bağlı olarak manyetik alan ihtiyacının olmamasıdır.

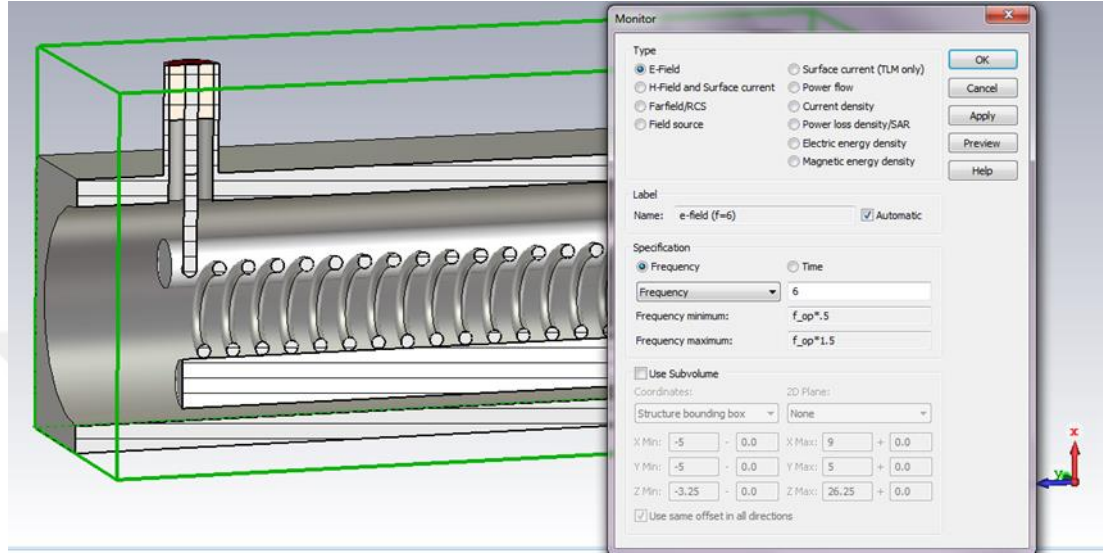


Şekil 4.14 YDT yapısının tam hali

Şekil 4.14'te YDT yapısı tamamlanmış haliyle görülmektedir. Dalga yavaşlatma yapısının başlangıcında ve bitişinde helisten yukarıya doğru iletkenler uzatılmış, iletkenlerin metal kılıftan yükseltilerek portlar oluşturulmuştur. Portlar tanımlanırken program kullanıcıdan bir yüzey yahut kapalı kont r seçmesini bekler. Seçim yapıldıktan sonra ise dalga kılavuzu portu butonuna tıklanır ve yazılıma port tanımlanmış olur. Portun tipine ve kullanılan malzemelere göre hat empedansı, dalga empedansı gibi özellikler program tarafından hesaplanır ve sol tarafta sonuçlar kısmında gösterilir.

Geçiş  oz umleyicide standart uyarı sinyali gausyen bir pulstur ve bu puls programa girilen maksimum ve minimum frekanslara göre otomatik oluşturulur. Geniş bant spekturumunda yapıyı incelemek için en doğru yol bu tipte bir puls ile yapıyı uyarmak olacaktır. Kullanıcı farklı bir sinyal tanımlamak isterse bu sinyal ekranın sol tarafında bulunan uyarı sinyalleri bölümünden

oluşturulabilir. Simülasyonun sonlanma kriteri, sistemdeki enerjinin çözücü ayarlarındaki isabetlilik kriteri değerine düşmesidir. Ayrıca sıcak teste geçmeden evvel ilgilenilen frekanslarda sisteme elektrik alan monitörleri tanımlanarak, sistemin bu frekanslardaki durumu incelenebilir.



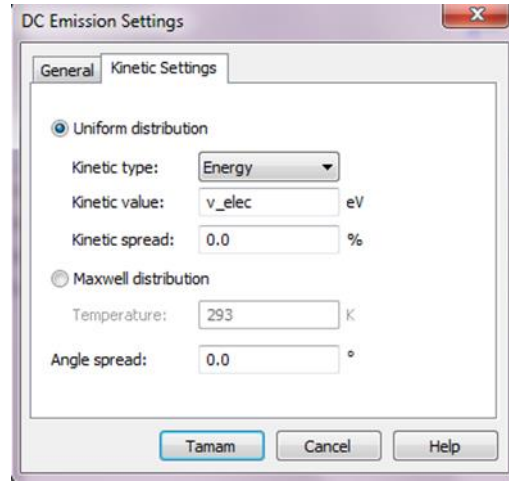
Şekil 4.15 Monitörlerin tanımlanması

Şekil 4.15'te monitör tanımlama ekranı görülmektedir. Elektrik alan monitörü haricinde başka birçok monitör de kullanıcıya sunulmuştur ancak bu evrede gerekli olan monitör ilgilenilen frekanstaki elektrik alan monitörüdür. Gerekli görülen monitörler yapıp portlar belirlendikten sonra çözücü ayarlarına girip uyarılacak port veya portlar, uyarı sinyali, simülasyon isabetlilik kriteri gibi seçenekler de uygunsa, simülasyon başlatılabilir.

4.3.6 Dalga Yavaşlatma Yapısı – Hücre İçinde Parçacık Çözümleyici

Dalga yavaşlatma yapısı ile ilgili tüm diğer ayarlamalar yapıldıktan sonra sıcak test evresine geçilebilir. Bu evre, problem tipinden parçacık seçeneği ve çözümleyici modül olarak hücre-içinde-parçacık çözücüsü seçilerek gerçekleştirilir. Portlar ve uyarma sinyali gibi ayarlamaların yanında elektron emisyonu için düzlemsel bir yüzey seçilmesi gerekir. Kullanıcı isterse elektron emisyonunu daha önce simülasyonunu yaptığı bir elektron tabancası

simülasyonunun verileriyle de yapabilir. Bu simülasyon için elektron emisyon yüzeyi 0.5 mm, yani helis yarıçapının yarısı büyüklükte seçilmiştir.

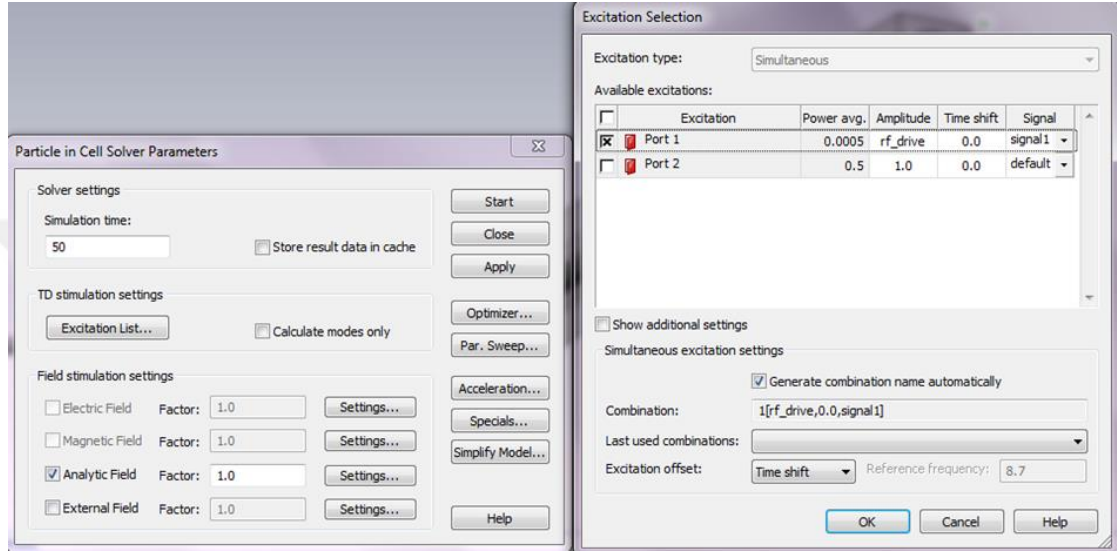


Şekil 4.16 DC emisyon kinetik seçenekleri

Parçacıkların sisteme dahil olmasıyla bu parçacıkların emisyon tipini de belirlemek gerekir. Emisyon tipleri; Gauss emisyon (pulsu), alan emisyonu, patlayıcı emisyon ve DC emisyonudur. YDT simülasyonunda kullanılacak emisyon tipi DC emisyonudur ve kullanıcıdan bu emisyon tipinde akım yahut akım yoğunluğu seçmesi beklenir. Ayrıca, kinetik seçenekleri kısmında kullanıcı homojen veya Maxwell dağılımı şeklinde bir dağılım seçebilmektedir. Homojen dağılım YDT simülasyonunda kullanılacak dağılım olup hız, enerji, sıcaklık gibi fırlatma parametrelerinden birisinin seçilmesi gerekmektedir. Şekil 4.16'da DC emisyon tipinin kinetik ayarları verilmiştir. Ek olarak, belirlenen kinetik fırlatma parametresi açısal ya da kinetik olarak belirli bir yüzdelik dilim içerisinde sapmalarla ayarlanabilir.

Hücre-içinde-parçacık modülünde, simülasyon sekmesinden ulaşılabilecek birçok monitör mevcuttur. Örnek olarak faz uzayı monitörü parçacıkları izleyerek enerji-konum gibi parametrelere bağlı olarak belirlenen zaman aralıkları boyunca kaydeder ve simülasyon sonrasında bu grafikler görülebilir. Bunun yanında elektrik alan, güç akışı, uzay-yük yoğunluğu gibi monitörler ile sistemi analiz etmek de mümkündür.

Simülasyona başlamadan önce ayarlanması gereken bir diğer parametre de manyetik alandır. Magnetostatik simülasyonları ile tasarlanmış selenoit yahut mıknatıslar var ise, bu yapıların oluşturduğu alanlar hücre-içinde-parçacık modülüne aktarılabilir. Kullanıcı isterse eksenel olarak sabit ve homojen bir manyetik alan tanımlayabilir, ya da veri noktalarını girerek 1 boyutlu manyetik alan verisi de girebilir. Bu seçenekler, çözücü ayarları kısmından yapılmaktadır.



Şekil 4.17 Çözücü ayarları ve uyarma sinyal/port belirlenmesi

Son olarak ayarlanabilecek bir diğer parametre ise sistemi uyaracak sinyalin sürüş seviyesi ve istenilirse faz kayması tanımlamasıdır. Sinyal genliği $\sqrt{\text{Watt}}$ cinsinden olduğu için, örnek olarak 0dBm ile sürülecek bir YDT istenildiğinde, genlik kısmına 0 dBm'in $\sqrt{\text{Watt}}$ karşılığı olan $\text{sqr}(1\text{e-}3)$ yazılması gerekir. Şekil 4.17'de de görülebileceği üzere bu büyüklükler de parametrik olarak girilebilip, parametre taramaları yapılarak sistemin değişen parametreye verdiği cevaplar izlenilebilir. Tüm bu ayarlar yapıldıktan sonra simülasyon başlatılabilir.

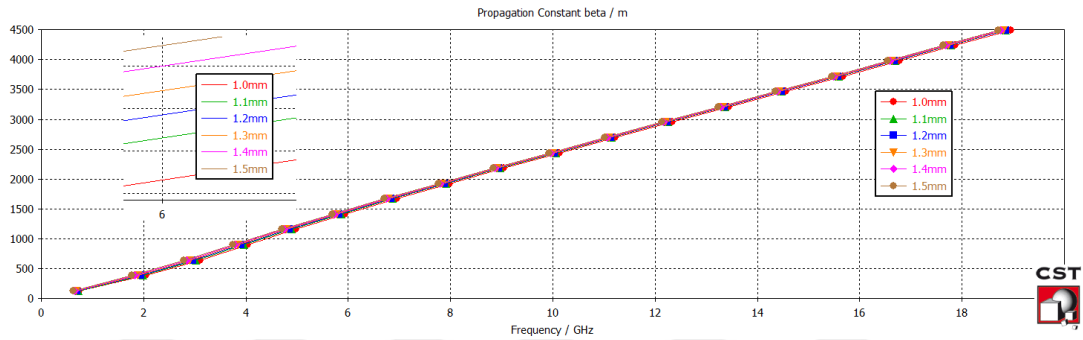
4.4 Parametrik Analizler

Bu kısımda, şimdiye kadar simülasyon basamağına getirilen yapıların, o yapıları tanımlayan parametrelerle değişimleri ele alınacaktır. YDT'ler önceki kısımlarda da işlendiği üzere geometrik parametreler haricinde başka birçok parametreye

de sahiptirler. Bu sebeple ele alınacak parametreler genel hatlarıyla incelenecek ve daha büyük önem arz eden parametrik sonuçlar verilecektir.

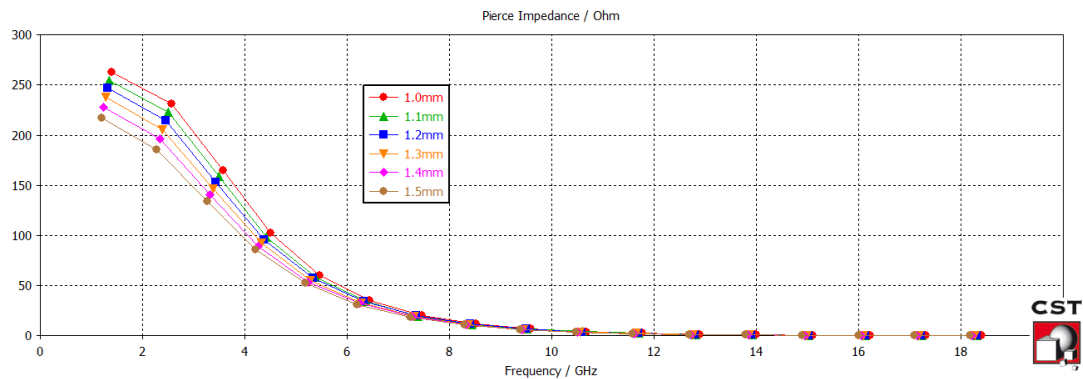
4.4.1 Dalga Yavaşlatma Yapısı – Öz Mod Çözümleyici

Dalga yavaşlatma yapısının simülasyonlarında geometrik parametrelerin taranması gerçekleştirilmiştir. Bu yapılırken, örneğe sadece helis yarıçapı değiştirilmiş ve diğer boyutlar sabit tutulmuştur. Helis yarıçapı, periyot, tel kalınlığı gibi parametrelerin değişimleri sonucu dalga yavaşlatma yapısının bu değişimlere cevabı incelenmiştir. Şekil 4.18’de dispersiyon grafikler



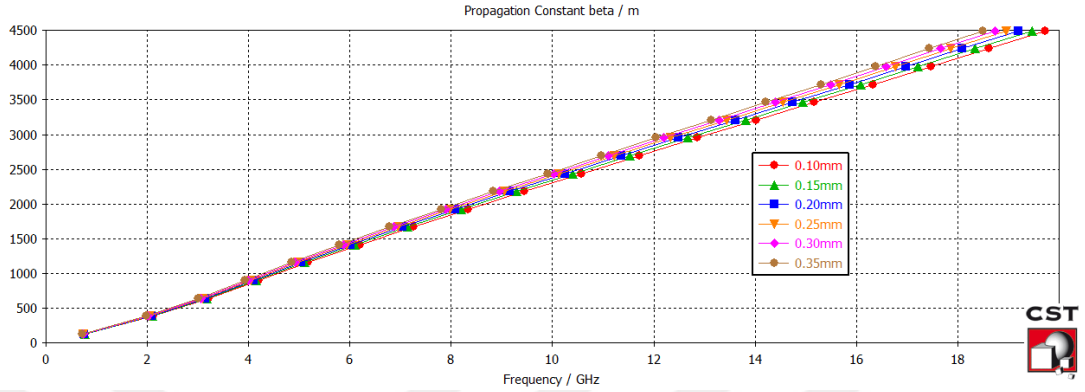
Şekil 4.18 Destek çubuğu kalınlığının dispersiyona etkisi

Şekil 4.18’de görüldüğü gibi, destek çubuğunu kalınlaştırmak dispersiyon eğrisini y-ekseninde ufak da olsa pozitif bir ötelemeye tabi tutmuştur, yani faz hızları dielektrik çubuğun kalınlığı arttıkça azalmaktadır. Onun haricinde yapının yine aynı frekans bölgesinde tepkiler verdiği de gözlenmektedir. Bir diğer önemli konu etkileşim empedansının değişimidir ve Şekil 4.19’da dielektrik çubuk kalınlığının etkileşim empedansına etkisi verilmiştir.



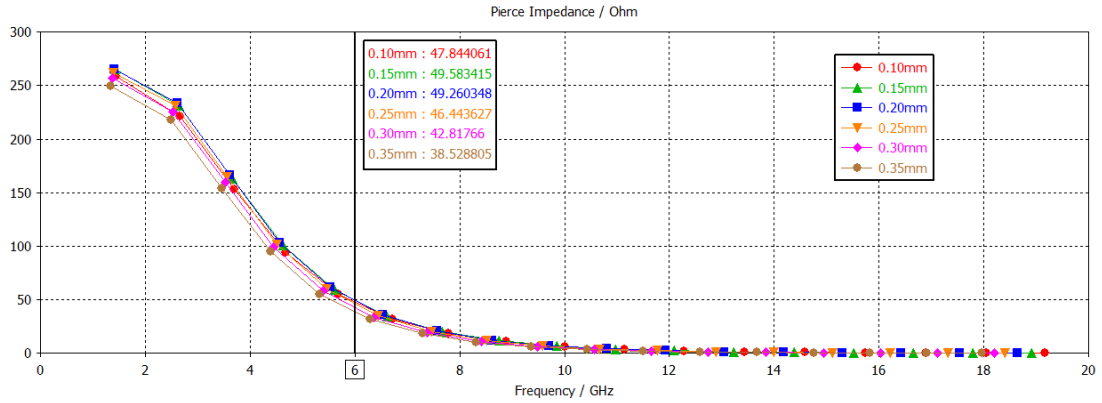
Şekil 4.19 Etkileşim empedansının dielektrik çubuk kalınlığıyla değişimi

Şekil 4.19’da görüldüğü gibi etkileşim empedansı da dielektrik çubuk kalınlığıyla eser miktarda değişmektedir. Değişimin en belirgin olduğu bölgenin düşük frekanslı kısımlar olduğu da rahatlıkla söylenebilir. Şekil 4.20’de aynı durumlar tel kalınlığı için incelenmiştir.



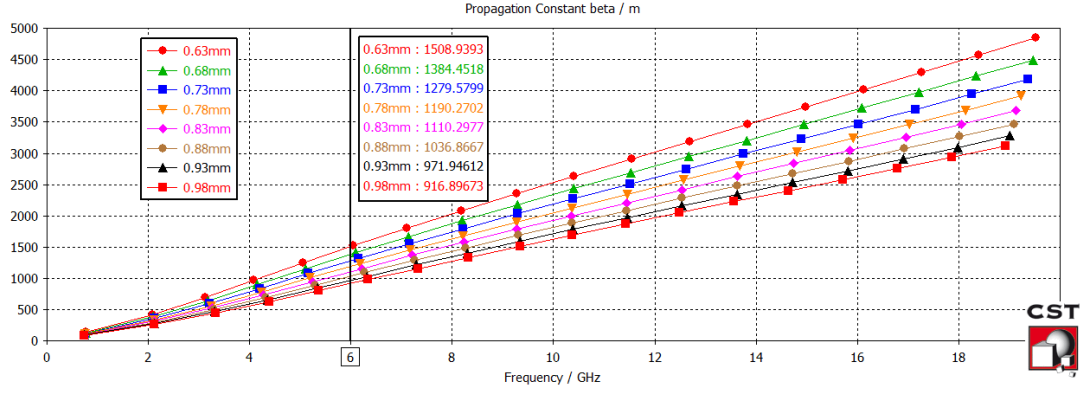
Şekil 4.20 Tel kalınlığının dispersiyona etkisi

Diğer tüm geometrik boyutlar aynı tutulup sadece tel kalınlığı değiştirildiğinde, Şekil 4.20’de görüldüğü üzere artan tel kalınlığı, β -f grafiğinin eğimini arttırmış, yani faz hızını azaltmıştır. Artan tel kalınlığı ile yapının üst frekanslarının da azaldığı ayrıca görülmektedir.



Şekil 4.21 Tel kalınlığının etkileşim empedansına etkisi

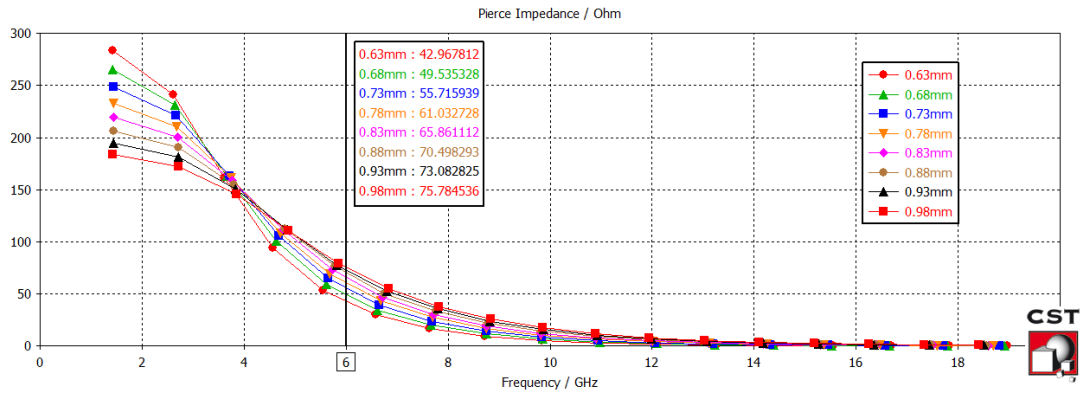
Şekil 4.21’de farklı tel kalınlıklarına karşılık gelen etkileşim empedansı verilmiştir. Tel kalınlığının etkisi diğer parametreler gibi belirgin olmamakla beraber, ince tellerin daha yüksek empedans verdiği gözlemlenmektedir. Şekil 4.22’de ise helis periyodunun dispersiyona etkisi verilmiştir.



Şekil 4.22 Helis periyodunun dispersiyona etkisi

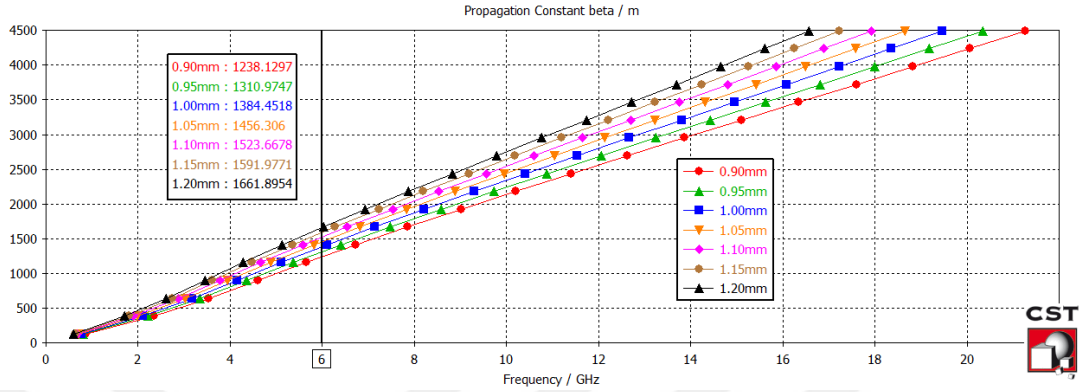
Şekil 4.22’de verilen grafik göz önüne alınırsa helis periyodunun faz hızını şimdiye kadar incelenen parametrelerden çok daha etkili biçimde değiştirdiği görülebilir. Bunun böyle olacağı (1) ve (2) eşitliklerinden de anlaşılmaktadır. Ayrıca üst frekansların artar periyotla azaldığı da grafiklerde gözlenmektedir. Periyodun etkileşim empedansına etkisi ise Şekil 4.23 ile verilmiştir.

Kesim 4.3.1’de yapılan ön hesaplamalar göz önünde bulundurulursa, 0.68 mm olarak hesaplanan helis periyodu 6 GHz frekansında 3 kV hızlandırma potansiyeline uygun sonuçlar vermemiştir. Şekil 4.22’deki değerler göz önünde bulundurulduğunda, dispersiyon sonucu simülasyonda bulunan faz hızlarının hesaplanan faz hızından daha düşük olduğu görülmektedir. Bu sebeple 3 kV ile hızlandırılacak bir elektron demeti için 0.68 mm değerinden daha büyük periyotlu bir helis üzerinden parçacık simülasyonları yapılması gerekir.



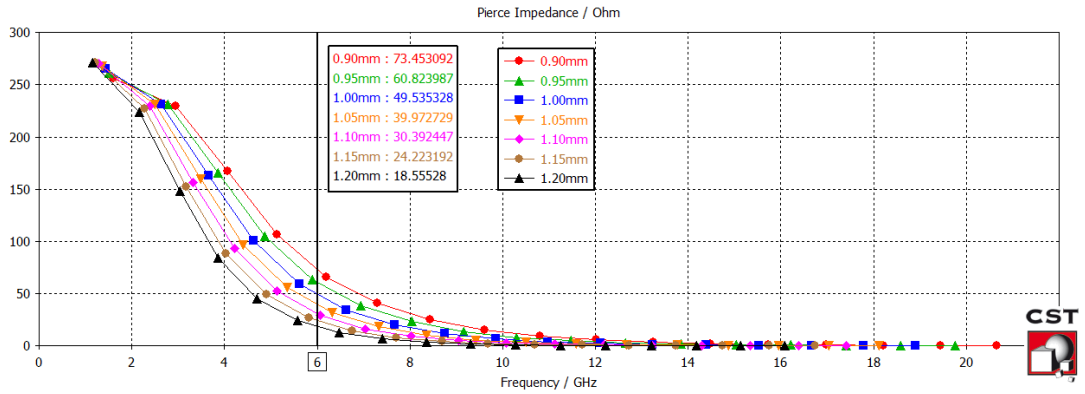
Şekil 4.23 Helis periyodunun etkileşim empedansına etkisi

Şekil 4.23'te etkileşim empedansının helis periyoduyla değişimi verilmiştir. 6 GHz civarındaki veriler özel olarak farklı periyotlar için verilmiştir ve etkileşim empedansı artan periyotla artmaktadır. Şekil 4.24'te ise helis yarıçapının dispersiyon ilişkisi verilmiştir.



Şekil 4.24 Helis yarıçapının dispersiyona etkisi

Şekil 4.24'te görülebileceği üzere helis yarıçapı faz hızlarına ve frekans bandına yaptığı etki bakımından diğer bütün parametrelerden daha etkilidir. Düşük yarıçaplarda daha yüksek frekanslara çıkılmış ve aynı frekans için yüksek yarıçap daha düşük faz hızları vermiştir. Bir sonraki grafikte ise helis yarıçapının etkileşim empedansına etkisi incelenmiş ve Şekil 4.25'te verilmiştir.

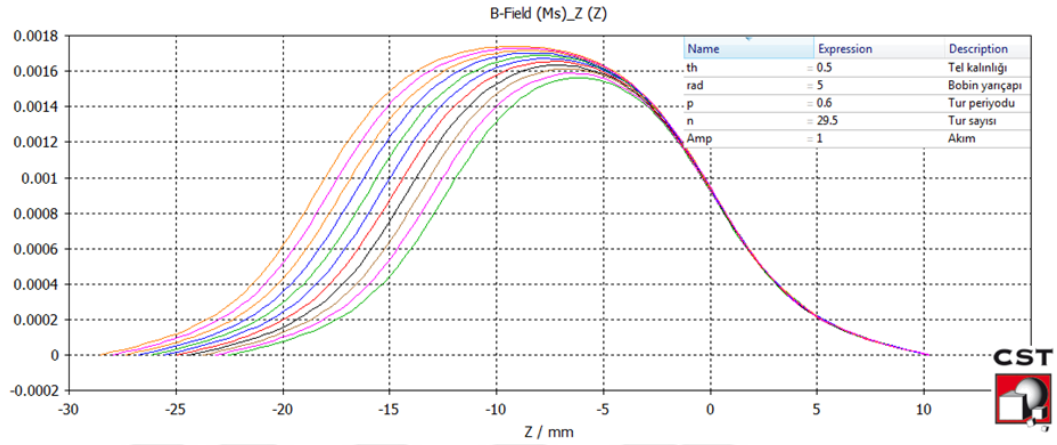


Şekil 4.25 Helis yarıçapının etkileşim empedansına etkisi

Empedansın yarıçapla değişimi Şekil 4.25'te görülmekte olup, yarıçap arttıkça azalan empedans değerleri 6GHz frekansında ayrıca verilmiştir.

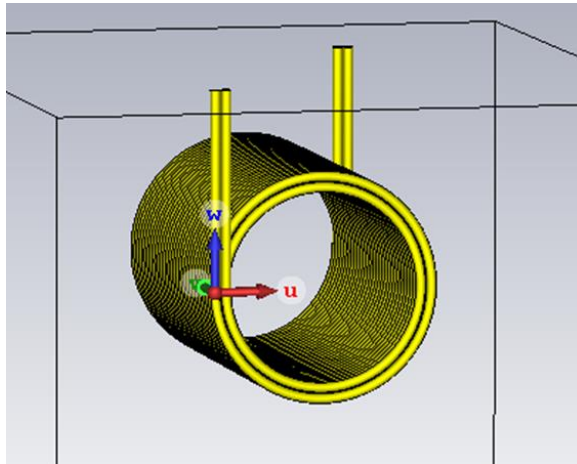
4.4.2 Selenoit

Bakır telden modellenen selenoit ve diğer parametreler sabitken tur sayısının birer tur arttırılmasıyla elde edilen eksenel manyetik alan grafiği aşağıda verilmiştir. Selenoidin geometrik parametreleri de şekilde görülebilir. Yapılan taramada 20.5-30.5 tur aralığı simülasyona sokulmuştur.

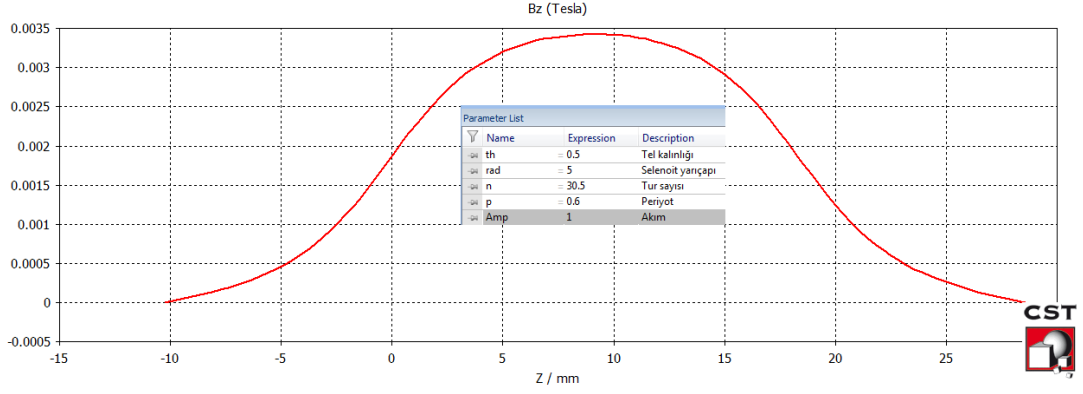


Şekil 4.26 Selenoitte tur sayısına bağlı olarak manyetik alanın değişimi

Şekil 4.26'da görülebileceği üzere tur sayısı arttıkça manyetik alan artmış, selenoidin eksenel uzunluğu arttığı için z eksenindeki manyetik alan yayılımı da genişlemiştir. Bir diğer simülasyon ise katmanlar şeklinde sarılmış bir selenoit için yapılmıştır. 2 giriş 2 çıkış olmak üzere 4 akım portu tanımlanan selenoit yapısı incelenmiştir. İlgili görsel Şekil 4.27'de verilmiştir ve bu yapının oluşturduğu manyetik alan Şekil 4.28'de verilmiştir.



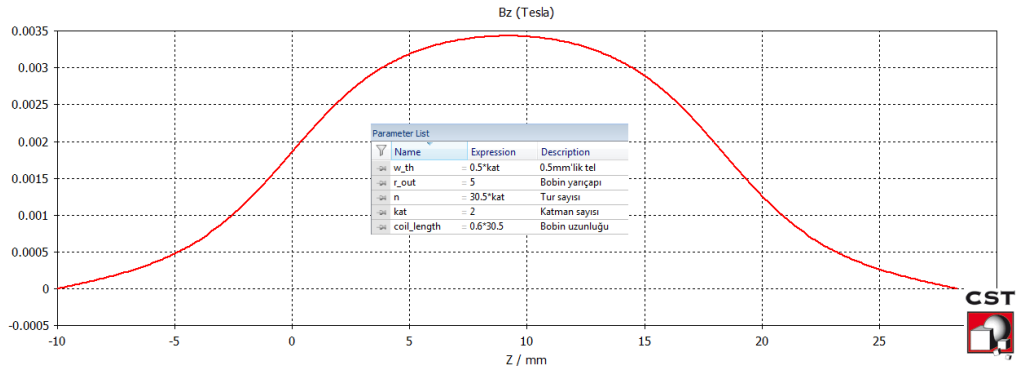
Şekil 4.27 Bakır telden tanımlanan iki katlı selenoit



Şekil 4.28 Selenoit ekseninde oluşan manyetik alan

Şekil 4.28’de İki katmanlı selenoidin simülasyon çıktısı ve simülasyonda kullanılan parametreler verilmiştir. Tek katmanlı 30.5 turlu selenoit simülasyonundan farklı olarak bir kat daha çıkılmış, gerçekte tek telden yapılacak 2 katlı bir selenoitte iki katmanda da aynı akımın dolaşacağı düşünülerek üst kata da akım portu ve akım tanımlanmıştır. Şekil 4.26’daki tek katlı 30.5 turluk selenoidin yaklaşık olarak iki katı büyüklüğünde bir manyetik alan oluştuğu Şekil 4.27’de görülmektedir.

Bir sonraki selenoit simülasyonu olarak ise CST’nin özel komutuyla oluşturulan selenoit, bakır telden modellenmiş selenoitlerle aynı parametreleri içerecek şekilde tasarlanıp simülasyona sokulmuştur. Şekil 4.29’da 1 amperlik akımla uyarılan selenoidin eksenel manyetik alanı verilmiştir.



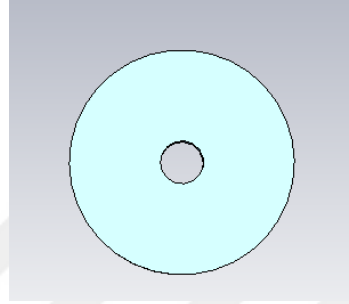
Şekil 4.29 CST komutuyla oluşturulan bobinin eksenel manyetik alanı

Şekil 4.29’da selenoit oluşturulurken kullanılan parametreler ve manyetik alan verilmiştir. Bakır tellerde olduğu gibi 0.5 mm kalınlıklı tel, her katta 30.5 tur olmak üzere 5 mm iç yarıçaplı bir bobin oluşturacak şekilde modellenmiştir.

Oluşan manyetik alan, tel modellenerek yapılan simülasyonlarla gayet tutarlı olup simülasyon süresi bakımından çok daha hızlıdır.

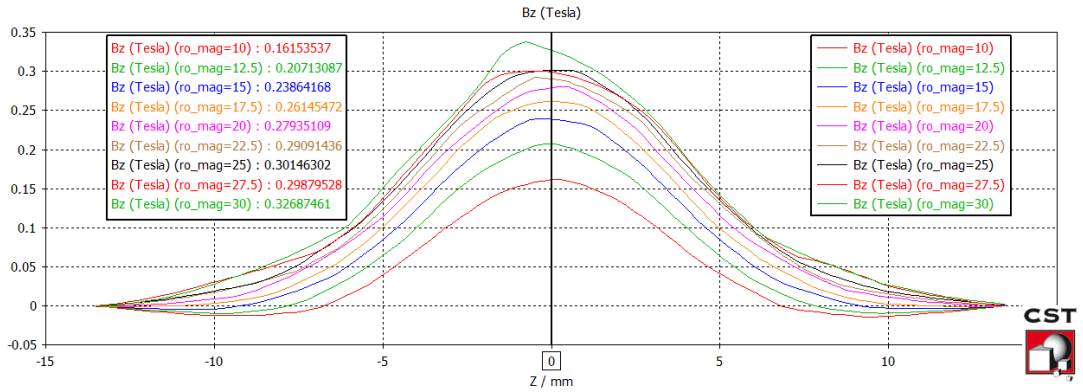
4.4.3 Periyodik Kalıcı Magnet

Şekil 4.30'daki gibi modellenen bir magnetin kalınlık, iç ve dış yarıçap gibi parametreleri değiştirilerek simülasyona tabi tutulmuştur.



Şekil 4.30 Yüzüksü kalıcı mıknatıs modeli

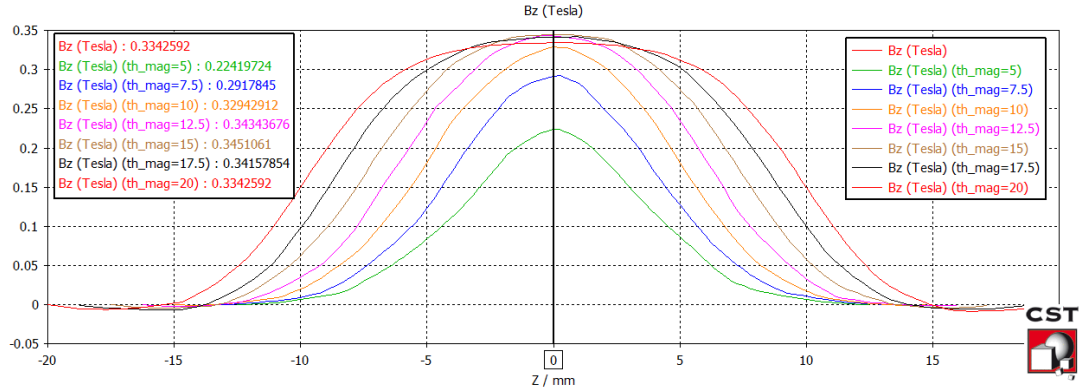
7 mm et kalınlığına sahip yüzük biçimli bir mıknatıs, kalıcı magnetizma değeri 0.6 T olarak modellenmiştir. Magnet iç yarıçapı 5mm olarak alınıp, magnet dış yarıçapı parametre taramasıyla 10-30 mm arasında simülasyona sokulduğunda Şekil 4.30'daki grafik elde edilmiştir.



Şekil 4.31 Magnet dış yarıçapıyla değişen eksenel manyetik alan

Şekil 4.31'dan görülebileceği üzere, artan mıknatıs dış yarıçapı ile mıknatısın ekseninde oluşan manyetik alan da artış göstermiştir. Bir sonraki simülasyonda ise magnet dış yarıçapı 20 mm iken magnet kalınlığı 5-20 mm arasında

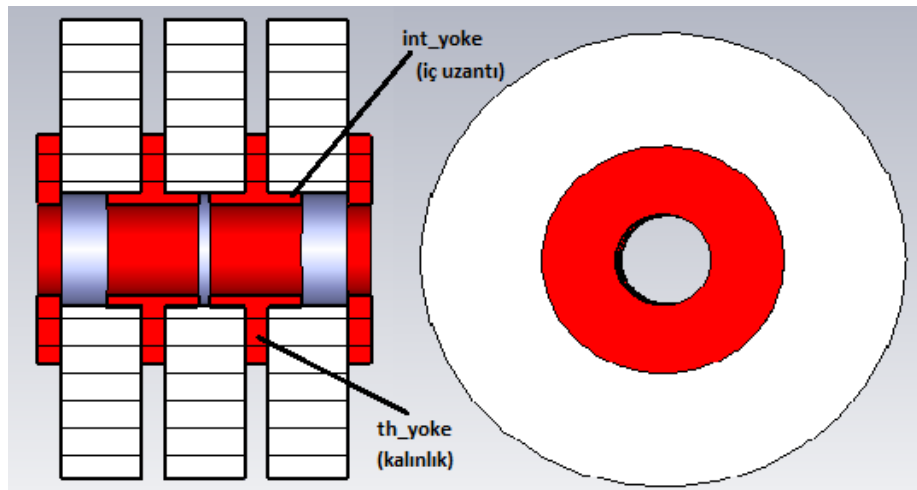
değiştirilerek eksenel manyetik alana etkisi incelenmiştir ve Şekil 4.32’de bu etki görülebilir.



Şekil 4.32 Magnet kalınlığının eksenel manyetik alana etkisi

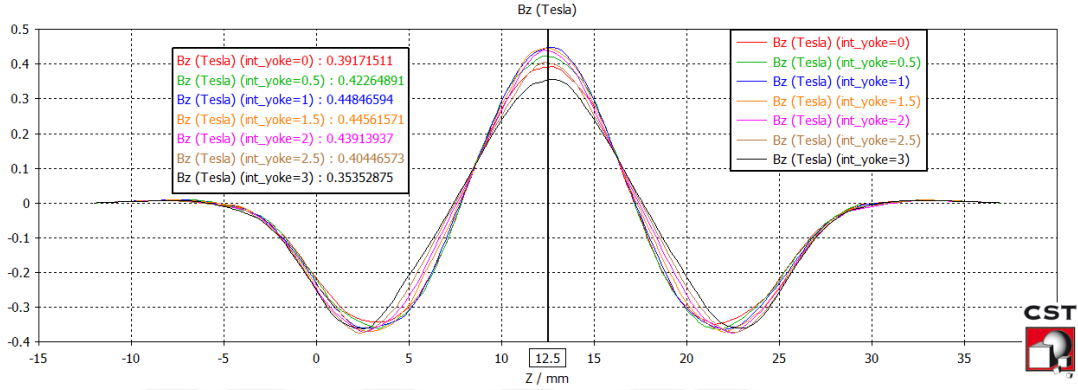
Sadece magnet kalınlığı değiştirilerek elde edilen parametre taramasının sonuçları Şekil 4.32’de verilmiştir. Kalınlık arttıkça manyetik alan 0.35 T civarında bir doyum noktasına kadar artmış görülmektedir.

Modern yürüyen dalga tüplerinde sıkça rastlanılan ve selenoitler gibi fazladan güç kaynağına ihtiyaç duymadan manyetik alan sağlayan kalıcı mıknatis sistemlerinde ayrıca nonlinear malzemeler kullanıldığı önceki kısımlarda belirtilmişti. Nonlinear malzemenin de parametrik olarak modellendiği, başlangıç ölçülerinin; iç yarıçapı 5 mm, dış yarıçapı 20 mm, kalınlığı 7 mm ve kalıcı magnetizması 0.6 T olan bir mıknatis grubu modellenmiştir. Etrafına ise Şekil 4.33’teki gibi nonlinear malzeme olarak demir yüzükler geçirilmiştir.

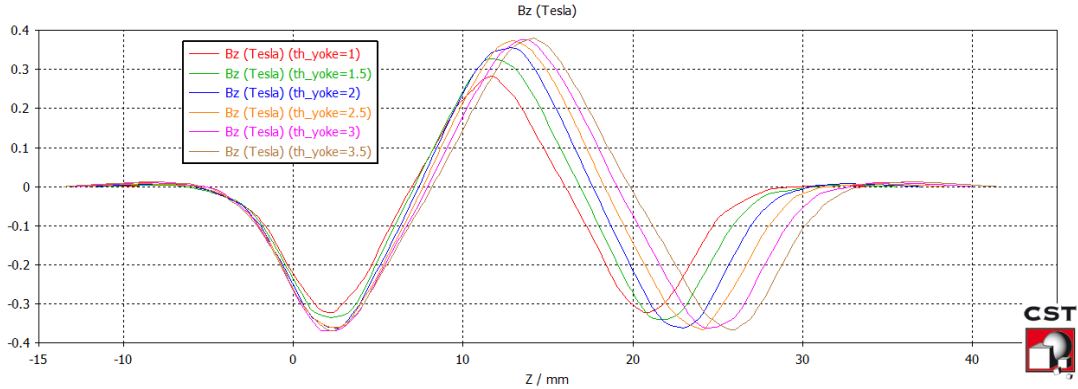


Şekil 4.33 Nonlinear malzeme eklenmiş kalıcı magnet dizisi

Şekil 4.33'teki kırmızı malzeme demiri temsil ederken diğer malzeme mıknatısları göstermektedir. Mıknatıslar ardışık olarak ters yönlerde magnetize edilmiştir ve demir malzemenin mıknatıslara doğru olan uzantısı 0-3mm arası taratılmıştır. 0 mm durumunda iken demir malzeme mıknatısların altına doğru uzanmazken, bu sayı büyüdükçe Şekil 4.33'teki gibi, mıknatısların altına doğru uzanan demir bir parça oluşur. Elde edilen veriler Şekil 4.34'te grafiklerle verilmiştir.



Şekil 4.34 Demir iç uzantısının manyetik alana etkisi



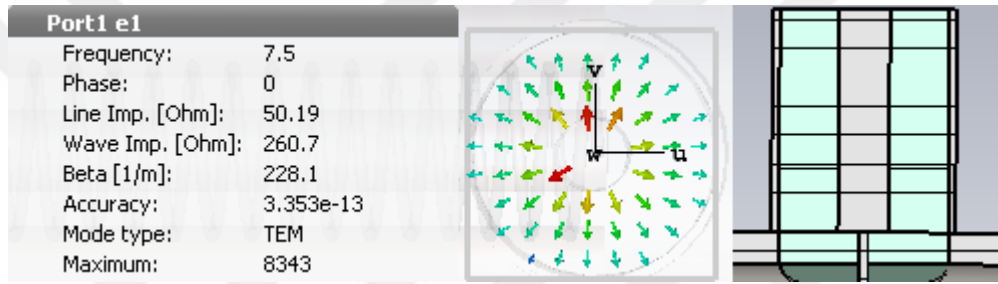
Şekil 4.35 Demir kalınlığının manyetik alana etkisi

Demir kalınlığı arttırıldığında ise Şekil 4.35'teki grafik elde edilmiştir. Demir kalınlığı arttıkça azami manyetik alan da belirli bir yere kadar artış göstermiş olarak grafiklerde belli olmaktadır. Azami değeri veren noktanın z-eksenli kayması ise modelleme ile ilgilidir.

4.4.4 YDT - Geçiş Çözümleyici

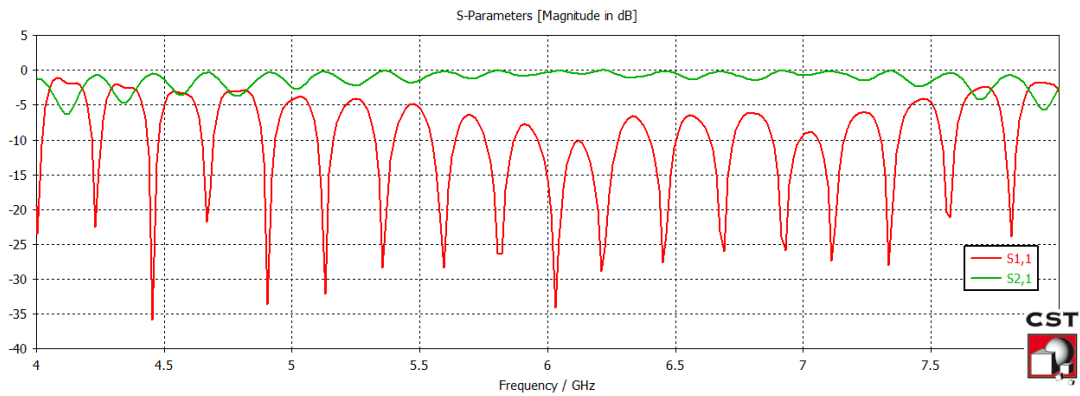
Bir bütün olarak modellenmiş bir yürüyen dalga tüpünün elektron demeti gönderilmeden önceki testleri geçiş çözümleyici ile yapılabilmektedir. Geçiş çözümleyici ile S-parametreleri gibi sistemin frekansa bağlı iletim karakteristiğini öngörmek, bu bilgiler ışığında gerekliyse sistemi iyileştirmek mümkündür.

Şekil 4.36'da 50 Ohm empedansa göre yapılmış portlar ile RF girişi modellenmiş bir YDT modeli görülmektedir.



Şekil 4.36 50 Ohm empedansına ayarlanmış port

Şekil 4.36'daki gibi modellenmiş bir port ile yapılan simülasyon sonucu iletim karakteristiğini gösteren S-parametrelerinin 4-8 GHz arasındaki dağılımı Şekil 4.37'de verilmiştir.



Şekil 4.37 4-8 GHz arası S-parametreleri

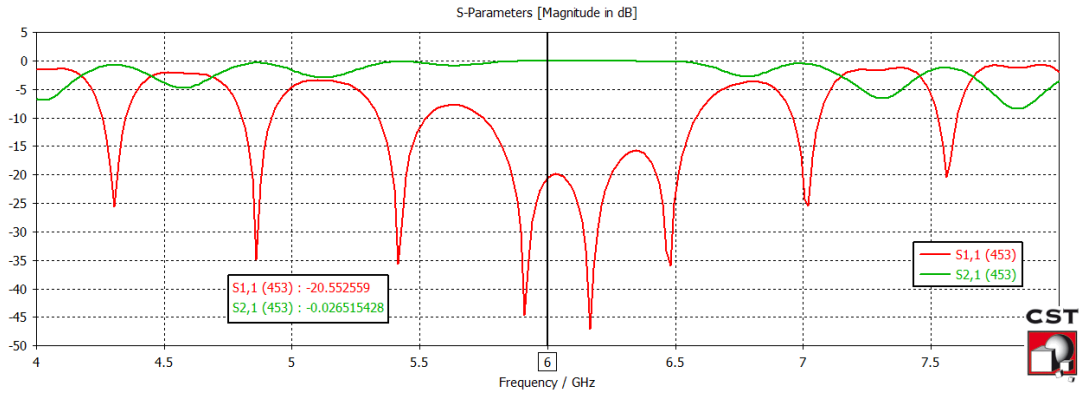
Şekil 4.36'da en sağda verilen konektör yapısının üst kısmı 50 Ohm olurken elde edilen S-parametreleri Şekil 4.37'deki gibi olmuştur. Konektör yapısında

düzenlemeler yapılarak 6 GHz civarında daha iyi bir iletim karakteristiği elde edilmesi mümkündür. Şekil 4.38’de aynı YDT, konektörü farklı empedans bölgeleri ve elektriksel uzunlukları farklı kısımlara ayrılarak modellenmiştir, üst kısım yine standart güç kaynakları ile uyumlu olması bakımından 50 Ohm empedansında bırakılmıştır.



Şekil 4.38 Konektörde empedans geçiş kesitleri

Şekil 4.38’de modellenen konektör yapısı parametrik olarak farklı yarıçaplarda koaksiyel iç iletkenine sahip kesimlere ayrılmıştır ve kesimler de ayrıca uzunlukları bakımından parametrize edilmiştir. Sistemin bu haliyle geçiş çözümleyicide parametrik taramaya maruz bırakılması sonucunda 6 GHz civarında uygun çözüm veren bir sonuç Şekil 4.39’da verilmiştir.

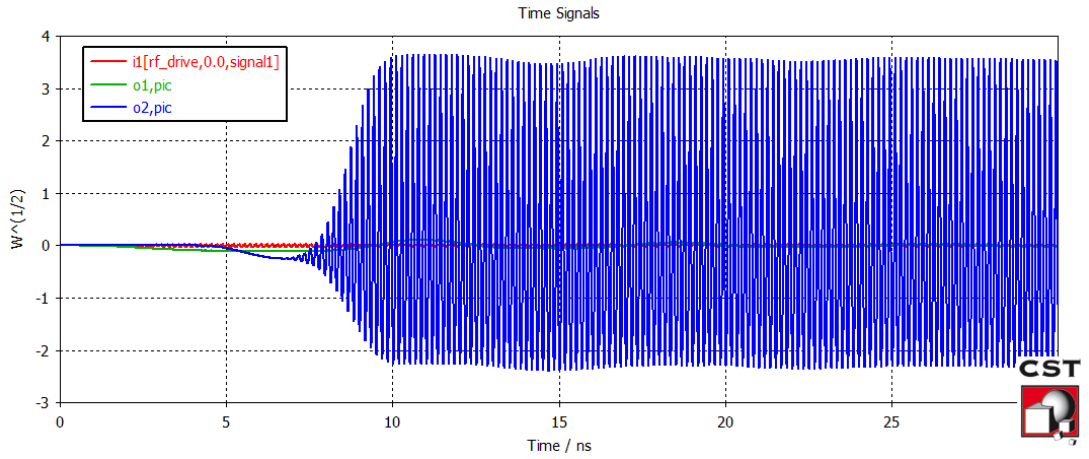


Şekil 4.39 Konektör iyileştirmesi ile elde edilen S-parametreleri

Şekil 4.39’da görüldüğü üzere konektör iyileştirildiğinde elde edilen S-parametreleri çok daha başarılıdır. 6 GHz civarında -20 dB olan S1,1 değeri 5.8 GHz ile 6.5 GHz değerleri arasında -15 dB’nin altındadır ki -15dB sınırı pek çok iletişim sisteminde iletim bant genişliğinin kalite standardı üst limitidir.

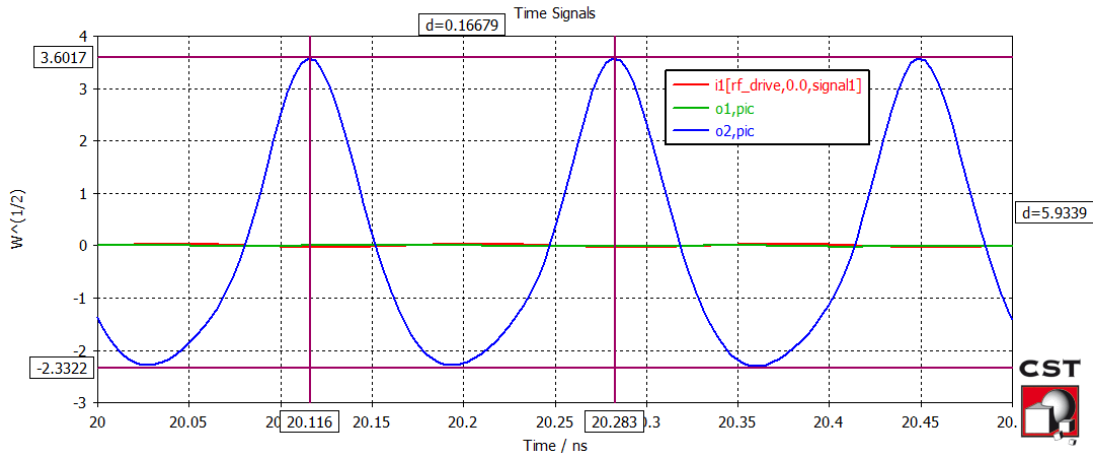
4.4.5 YDT – Hücre İçinde Parçacık     mleyici

Kısım 4.4.1’de verilen öz mod     mleyici sonuçlarından yola çıkılarak 3 kV hızlandırma gerilimi olan ve 30 mA akımı olan elektron tabancası için doğru helis periyodu 0.78 mm olarak ayarlanmış ve parçacık simülasyonu yapılmıştır. Tel kalınlığı 0.25 mm olan bir helis 1 mm iç yarıçap oluşturacak biçimde modellenmiş ve etrafına 1 mm çapı olan seramik destek çubukları koyulmuştur. Sistemin elektron kaynağı olan tabancanın 90 watt güce sahip olduğu düşünülür ve YDT modelinin 20-30 dB kazanç yapması hedeflenirse 0 dBm giriş sinyali makul bir değer olacaktır. 6 GHz frekansında 0 dBm gücünde bir sinyalle sürülen 200 turluk YDT’nin simülasyon sonucu  ekil 4.40’ta görülebilir.



Şekil 4.40 6 GHz simülasyonunun zaman sinyalleri

Sinyallerin daha iyi anlaşılabilmesi açısından yakınl tırılmı  bir görüntü  ekil 4.41’de verilmiştir.



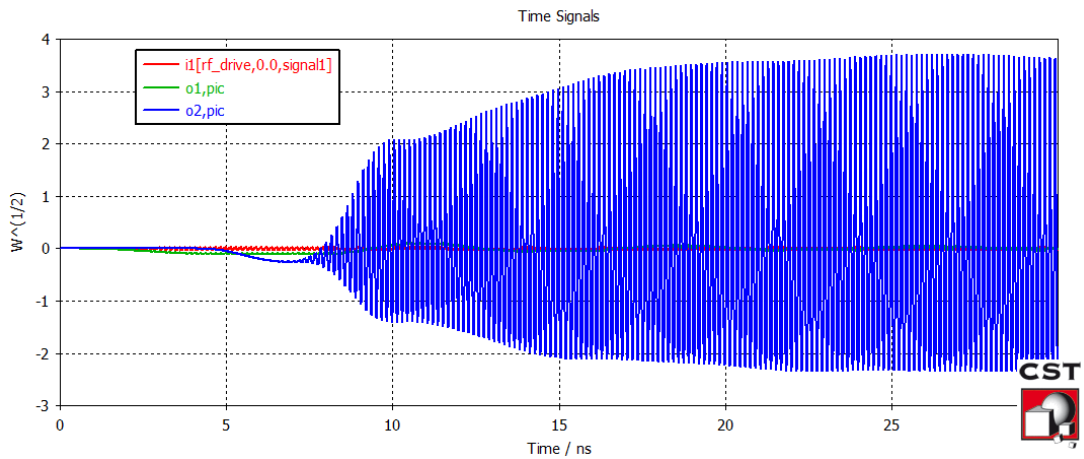
Şekil 4.41 6 GHz simülasyonunun yakınl tırılmı  zaman sinyalleri

Şekil 4.40 ve 4.41’de verilen sinyaller CST programının standart olarak oluşturduğu zaman sinyalleridir. Kırmızı renkle verilen sinyal giriş sinyali olup 6 GHz frekansında ve 0 dBm gücündedir. Yeşil sinyal, uyarılmanın gerçekleştirildiği porttaki çıkış sinyalini gösterir ki bu yansımalar ve uyumsuzluklar sonucu oluşan sinyalleri betimler. Mavi renkte görülen sinyal ise çıkış sinyalidir RF güç kazanımını bu sinyal ile hesaplamak mümkündür.

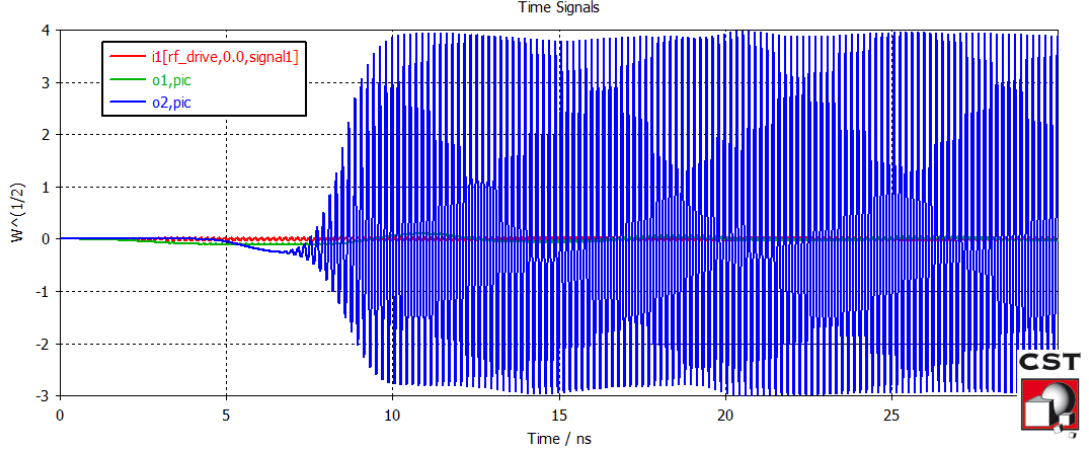
Şekil 4.40’ta görüldüğü üzere ilk 5 ns süresince bir değişikliğe uğramayan çıkış sinyali, 5 ns civarında tüpün sonuna vararak çıkış portunda yükselmiş bir halde gözlenmeye başlamıştır. Şekil 4.41’de mavi sinyalin iki tepe noktası arası ölçülmüş ve yaklaşık 166 ps olarak kaydedilmiştir. Bu değerin 6 GHz frekansına denk geldiği kolaylıkla hesaplanabilir. Sistemin kazanımı ise giriş ve çıkış sinyalleri yardımıyla (4.9)’dan hesaplandığında yaklaşık 39.4 dB olarak bulunabilir.

$$20 \log(V_{\text{çıkış}}/V_{\text{giriş}}) \quad (4.9)$$

Aynı yapı tamamen aynı değerlerle 6.5 ve 5.5 GHz frekanslarında çalıştırıldığında ise Şekil 4.42 ve Şekil 4.43’te görülen sonuçlar ortaya çıkmıştır.



Şekil 4.42 6.5 GHz simülasyonunun zaman sinyalleri



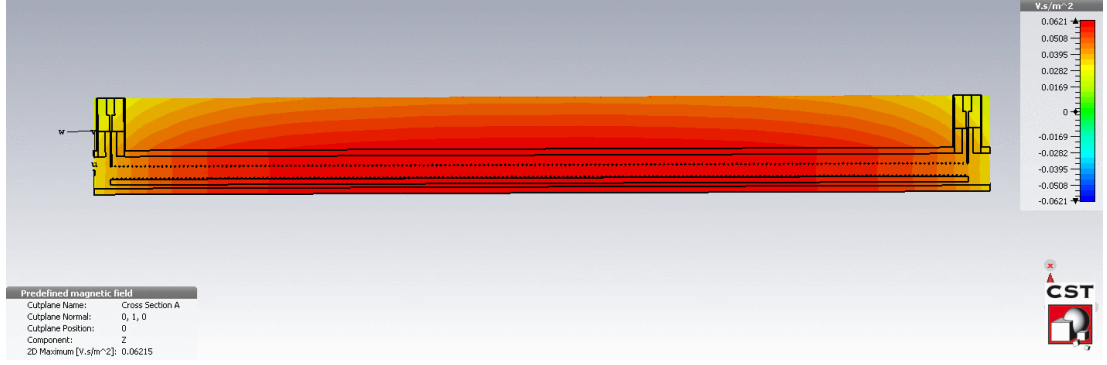
Şekil 4.43 5.5 GHz simülasyonunun zaman sinyalleri

Buraya kadar yapılan simülasyonlar sabit ve dağılımı her yerde aynı olan manyetik alanlar ile yapılmıştır. Selenoit ve kalıcı mıknatıs serileriyle yapılan simülasyonlar 6 GHz frekansında yapılmış olup takip eden kısımda verilmiştir.

Öncelikle selenoidin vermesi gereken manyetik alanı belirlemede Brillouin manyetik akımından faydalanılır. Brillouin manyetik alanı özel bir duruma karşılık gelip, elektron demetinin sapmasına sebep olan uzay-yük kuvvetlerinin manyetik kuvvetlere eşit olması halidir (Eichmeier, 2008). (4.10) ile Brillouin manyetik alanının elektron demeti eksenindeki bileşeni bulunabilir.

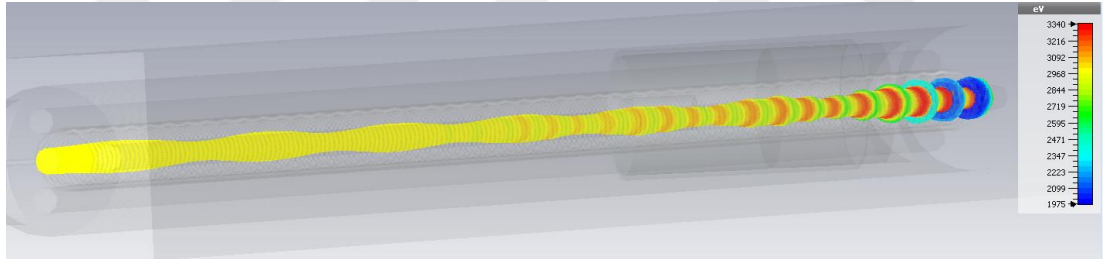
$$B_{zBr} = \sqrt{\frac{2 I m}{\epsilon_0 \pi b^2 v e}} \quad (4.10)$$

Denklemdaki parametreler; I elektron demet akımı, m elektron yükü, b elektron demet yarıçapı, v elektron demet hızı ve e elektronun yükü şeklindedir. Kaynaklardan da görülebileceği gibi bu değer gerekli manyetik alan için bir alt sınır oluşturmaktadır. RF etkisinde oluşacak kümelenmenin etkisiyle daha yüksek manyetik alanlar gerekir ve genelde tasarımlar Brillouin akısının 1.2-2 katı gibi değerlerde yapılır (Eichmeier, 2008). 3 keV enerjiye sahip ve 30 mA yükü taşıyan 0.5 mm yarıçaplı bir elektron demeti için Brillouin manyetik alanı 388 Gauss civarındadır.



Şekil 4.44 Selenoit yapısının YDT'ye uygulanması

Şekil 4.44'te 200 turluk bir YDT'ye uygulanan selenoit manyetik alanı görülmektedir. Selenoit tasarımında telin kalınlığı göz önünde bulundurulup fazla ısınmadan istenilen manyetik alanı verebilecek akımı taşıyabilmesi göz önünde bulundurulmuştur. 1 mm kalınlığındaki tel YDT boyunca 150 tur sarılmış ve üst üste 35 kat çıkmış, selenoitte 1.6 A akım geçirilmiştir. Elde edilen manyetik alanın pik değeri 620 Gauss civarında olup Şekil 4.44'te görülebilir.

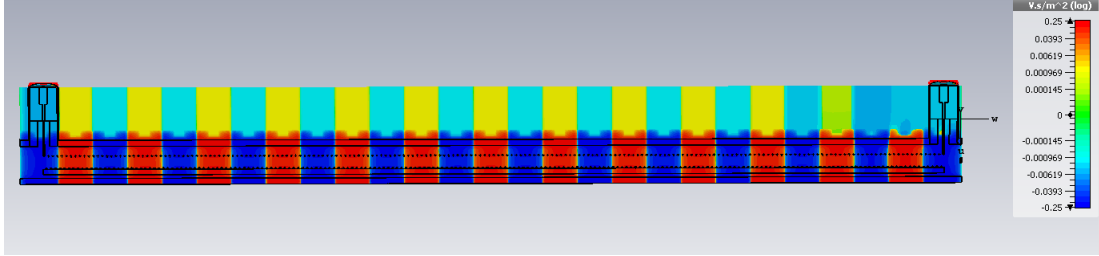


Şekil 4.45 Selenoitli YDT'nin parçacık monitöründen bir kesit

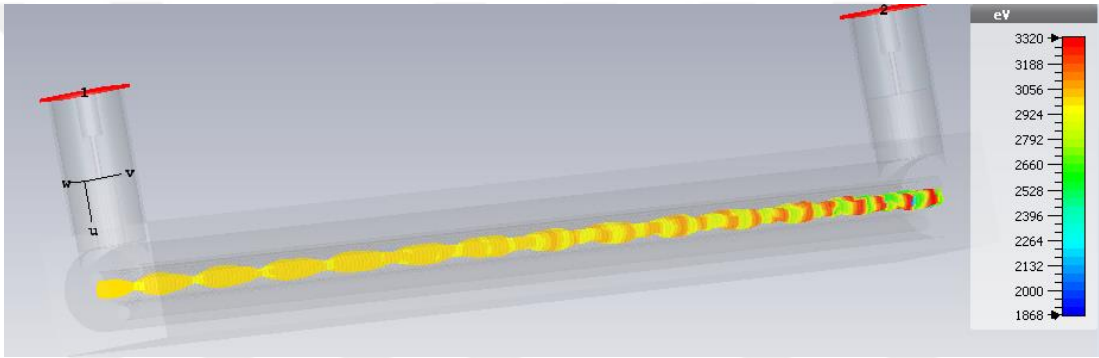
Şekil 4.45'te simülasyonda elde edilen elektron demet yapısının 30. nanosaniyedeki monitör görüntüsü verilmiştir. Tüpün çıkışına doğru yoğun elektron demeti kümelerinin radyal doğrultuda saçılmaları görülebilmektedir.

Kalıcı periyodik mıknatıslarla çalışırken de benzer şekilde Brillouin manyetik alanı hesaplanır ancak, manyetik alan sinüsoidal bir yapıya sahip olduğundan dolayı Brillouin manyetik alanının RMS değerini hesaba katmak da gerekir. Bu sebeple Brillouin manyetik alanının birkaç katı manyetik alanlar gerekebilir (Eichmerier, 2008). YDT yapısına uygulanan ve odaklamada kullanılmış

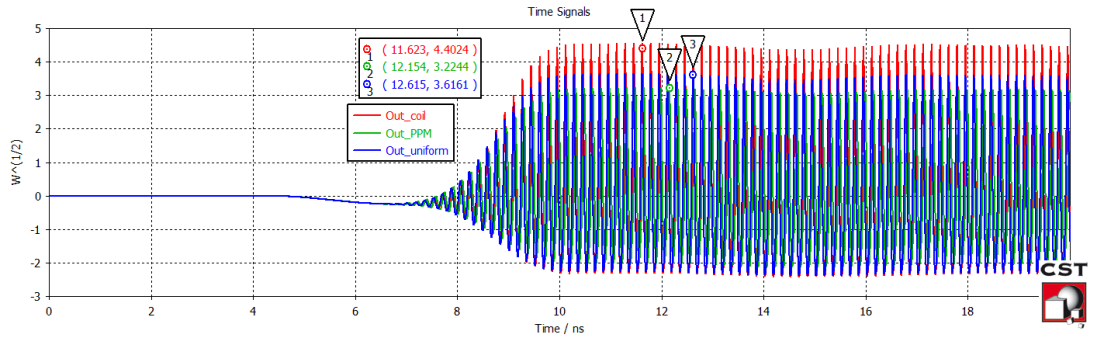
mıknatıs yapısı Şekil 4.46'da görülebilir. Şekil 4.47'de ise parçacık monitöründen bir kesit ile kalıcı periyodik mıknatıs sisteminin kümelenmiş elektronları odaklaması görülmektedir.



Şekil 4.46 Kalıcı periyodik mıknatısların YDT'ye uygulanması



Şekil 4.47 Periyodik mıknatıslı YDT'nin parçacık monitöründen bir kesit

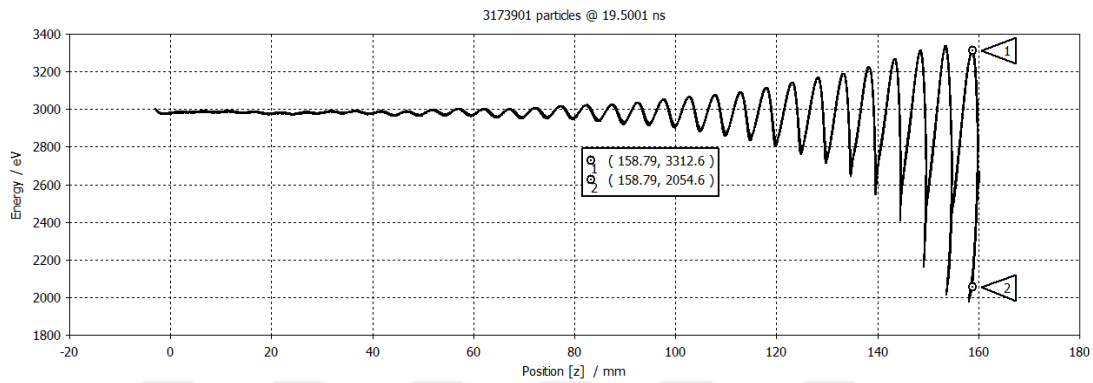


Şekil 4.48 6 GHz'de üç farklı manyetik alan yapısının çıkış sinyalleri

Şekil 4.48'de 0 dBm giriş sinyaline karşılık üç farklı odaklama metoduyla elde edilen çıkış sinyalleri kıyaslanmıştır. 1 numara ile verilen kırmızı renkli sinyal tüp eksenini boyunca 0.5 T değerinde olup homojen dağılıma sahip ideal bir manyetik alandır. 2 ile pik değeri gösterilen yeşil sinyal ise kalıcı periyodik

mıknatıs sistemine aittir. 3 numaralı mavi sinyal ise selenoit sisteminin çıkış sinyaline karşılık gelmektedir.

YDT etkileşiminde karşılaşılan elektron demetinin modülasyonu parçacık monitörlerinden görülebildiği gibi ayrıca faz uzayı monitörü ile elektronların belirli zaman aralıklarında enerjilerine karşı konumları da grafiklendirilebilir. Elektron enerjilerinin tüp eksenini boyunca konumlarına göre izlenmesi ile elde edilen veriler Şekil 4.49’de verilmiştir.



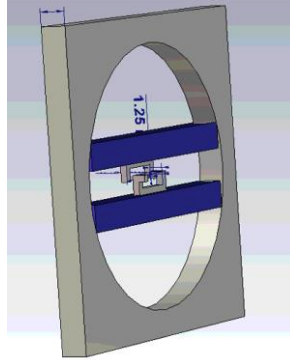
Şekil 4.49 Elektronların 19,5 ns anındaki enerji-konum değerleri

Şekil 4.49’a dikkat edildiğinde z ekseninin başlarında 3 kV hızıyla elektron tabancasından çıkan elektronlar ve aynı zamanda tüpün ileri kısımlarında modülasyona girmiş elektronların enerji değerleri görülmektedir. Tüpün sonlarına doğru ise aynı z konumunda bulunan farklı hızda elektronlar görülmektedir.

4.4.6 Farklı Geometrilerden Örnekler

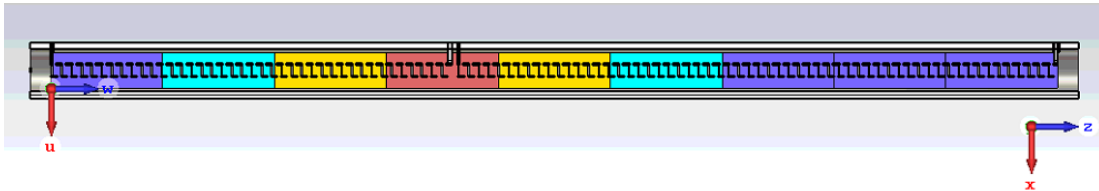
Yürüyen dalga tüplerinde aranan özelliklerden birisinin periyodik yapılar olduğundan ve bu şartı sağlayan farklı yapılardan ilk kısımlarda bahsedilmişti. Bu kısımda ise simülasyonu gerçekleştirilen bazı yapılar verilecektir. Bu yapılardan ilki dikdörtgen kesitli bir telin yine dikdörtgensel bir profil oluşturarak tüp eksenini boyunca periyodik olarak uzanımıyla gerçekleştirilmiştir. Destek çubukları piyasada şerit halinde bulunabilen

anizotropik pirolitik boron nitrit malzemesinin kesilmiş hali modellenerek yapılmıştır. Şekil 4.50’de bu yapının tek turluk hali görülmektedir.



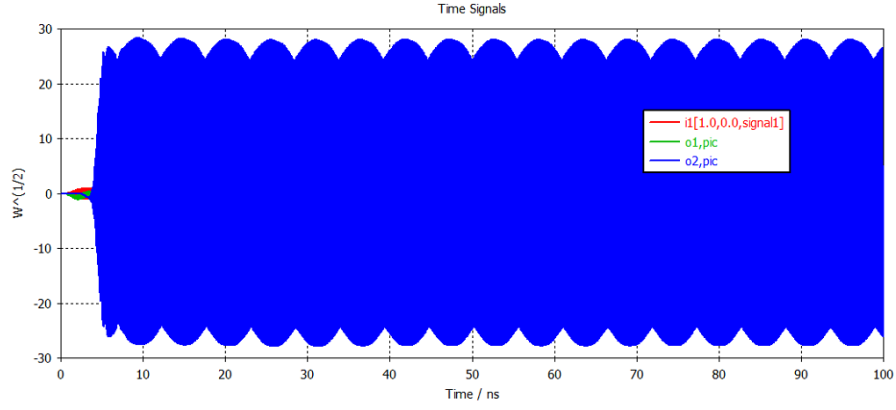
Şekil 4.50 Dikdörtgen tel ve profilden modellenmiş dalga yavaşlatma yapısı

Şekil 4.50’da verilen yapı 10 kV hızlandırma gerilimine göre ayarlanmış olup Ku bant için tasarlanmıştır. Şekil 4.51’de yapının geri yönlü dalga osilasyonundan korunması amacıyla farklı tur sayılarına sahip iki hattın olduğu görülebilir. Ayrıca destek çubuklarının farklı renklerle gözüktüğü görselde, sönümleme için modellenen farklı kayıp değerlerine sahip kaplamalar tasvir edilmiştir.



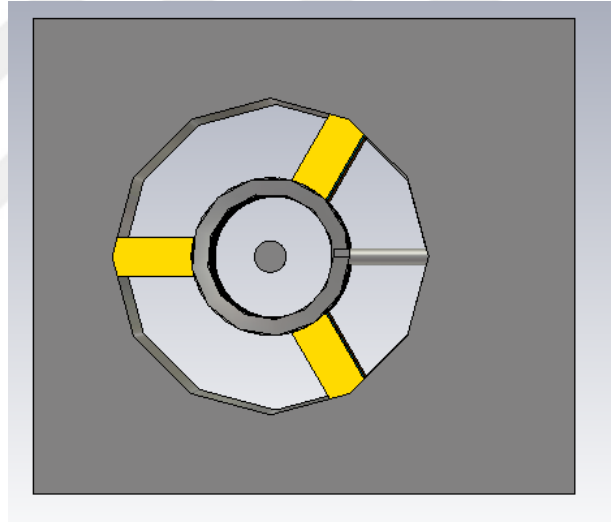
Şekil 4.51 Dikdörtgensel periyodik YDT yapısı

Üzerinde hala çalışmaların devam ettiği bu yapı 10 kV hızlandırma gerilimi ve 0.4 A elektron demet akımıyla 13.25 GHz frekansında çalıştırılmıştır. 1 watt genlikli sinyalin girişe verilmesiyle edilen zaman sinyalleri Şekil 4.52’de görülmektedir.



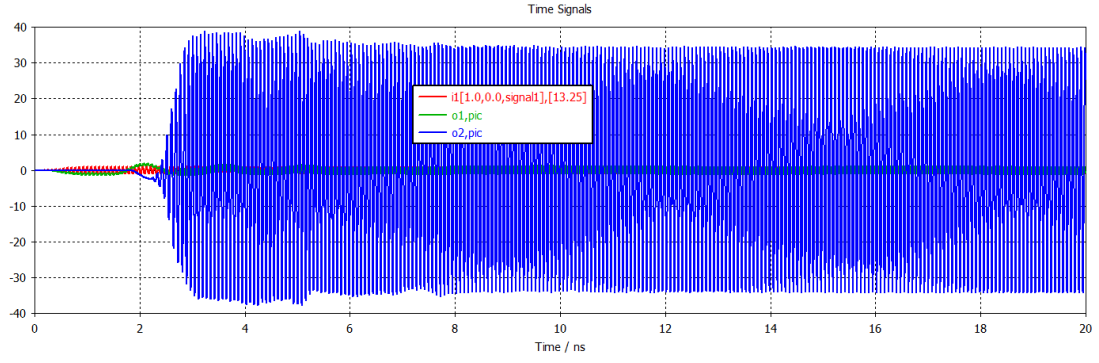
Şekil 4.52 Dikdörtgen YDT zaman sinyalleri

Dairesel kesit yerine dikdörtgen kesitli helislerin kullanıldığı, destek çubuklarının da yine dikdörtgensel olduğu bir diğer yapının da geometrisi Şekil 4.53'te görülebilir.



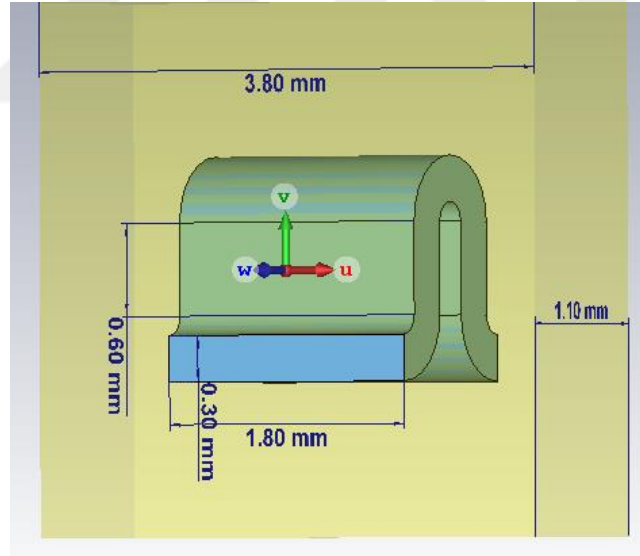
Şekil 4.53 Şerit helis ve çubuklardan oluşan dalga yavaşlatma yapısı

Destek çubuklarında seramiğe göre dielektrik sabiti daha düşük olan ve ısıl dayanımı da oldukça yüksek olan boron nitrit malzemesi modellenmiş, iki helisli yapı üzerinden gidilmiştir. 11 kV ve 0.4 A elektron demeti parametrelerine sahip yapıya girilen 13.25 GHz ve 1 watt sinyal ile yapılan simülasyonun sonuçları Şekil 4.54'te görülmektedir.



Şekil 4.54 Şerit yapılı YDT'nin 13.25 GHz zaman sinyalleri

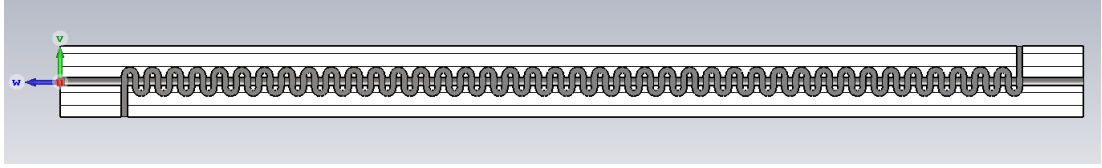
Bir diğer simülasyonu yapılan yapı ise son dönemlerde oldukça popüler olan, bükümlü dalga kılavuzu geometrisine sahip YDT'dir. Bu yapı dalga kılavuzu yapısında olduğundan dolayı çalışma frekanslarında güzel bir iletim karakteristiği gösterdiği gibi yüksek frekanslara çıkabilmek açısından da oldukça başarılıdır (Sharma vd., 2014). Şekil 4.55'te Sharma ve arkadaşlarının çalışmasındaki yapının ölçüleri ve tek turluk kesiti verilmiştir (2014).



Şekil 4.55 Kıvrımlı dalga kılavuzunun yapı ve ölçüleri

Şekil 4.55'te dalga kılavuzu kısmını oluşturan dikdörtgen yapı 0.6 mm ve 1.8 mm kenar uzunluklarına sahiptir. Kesit görünümü Şekil 4.56'da verilen yapının sayfadan dışarıya doğru simetrik bir karşılığı vardır. Bu yapılar mikrofabrikasyon teknikleriyle tamamen metal olan bir parçanın oyulması ile

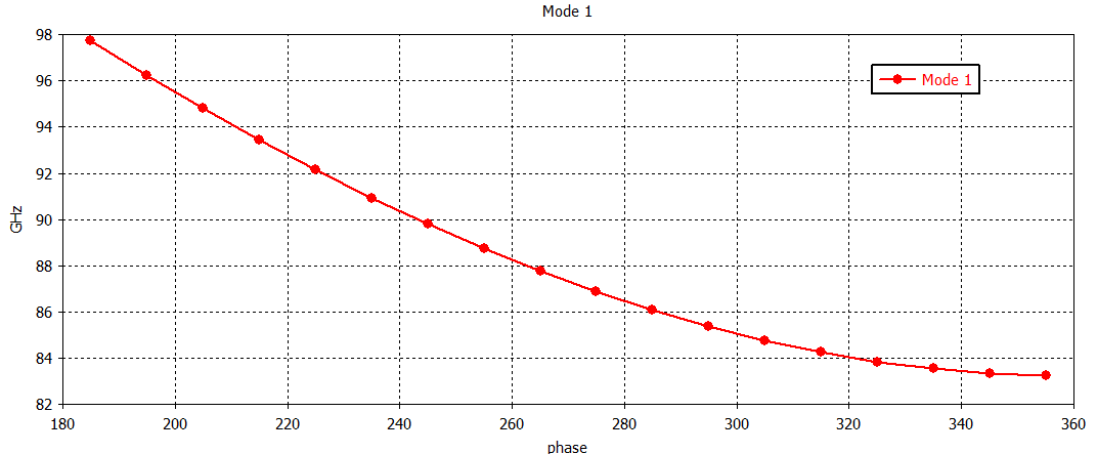
elde edilebilir. Elektron demetini göndermek için metal yapı baştan sona, tüp merkezinden geçecek bir hat boyunca ayrıca oyulur.



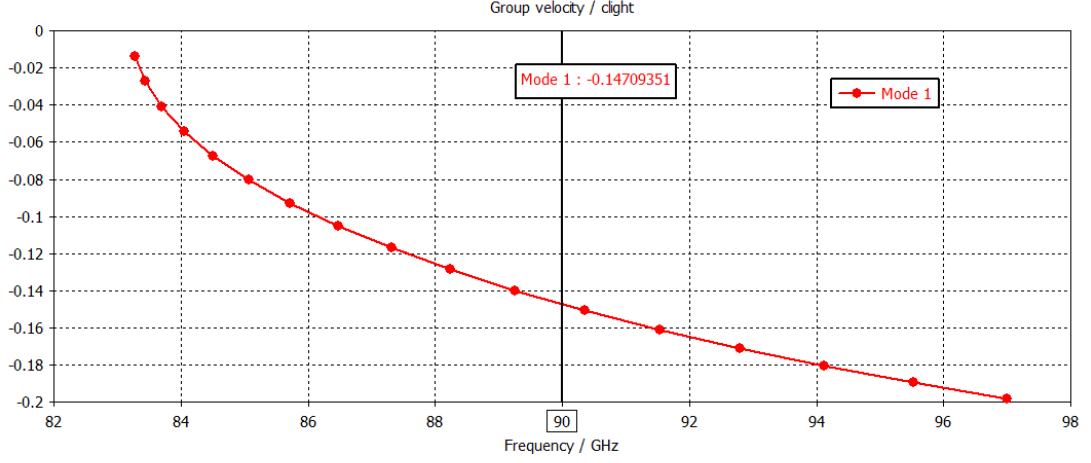
Şekil 4.56 Kıvrımlı dalga kılavuzu YDT

Bu simülasyon şimdiye kadarki simülasyonlardan bir farklılık göstermektedir. Kısım 3.1'deki uzay harmonikleri ile ilgili bilgiler ışığında Şekil 4.55'teki yapının dispersiyon grafiği incelenirse bu farklılık anlaşılabacaktır.

Şekil 4.57'de dispersiyon grafiği verilmiştir. Dikkat edilirse bu sefer faz açısı taraması 0-180 derece arasında değil, 180-360 derece arasında yapılmıştır. Bu da kısım 3.1'de belirtildiği üzere geri yönlü bir dalgaya karşılık gelmektedir. Ayrıca grup hızı, yani enerjinin taşınım yönünü veren hız grafiğine bakılırsa, hızların negatif değerler aldığı da görülebilir.



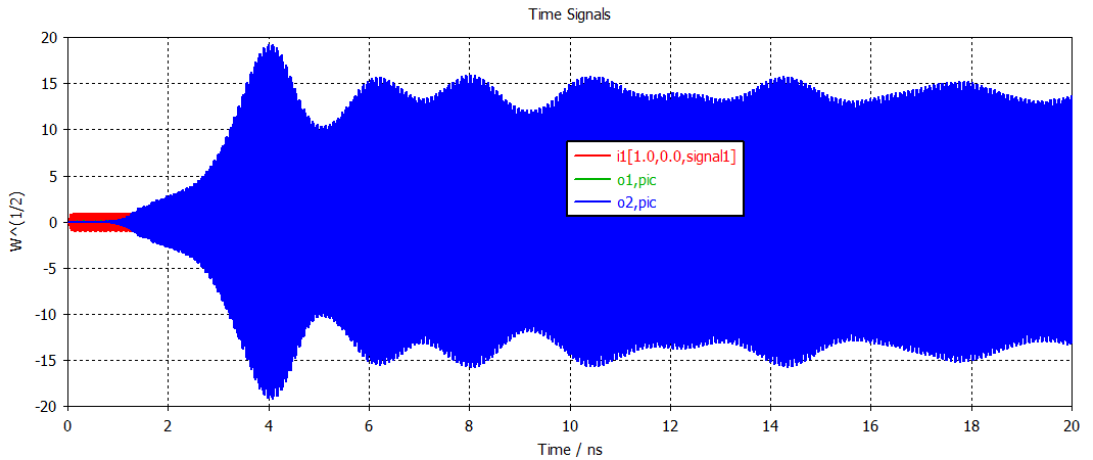
4.57 Kıvrımlı dalga kılavuzu dispersiyon eğrisi



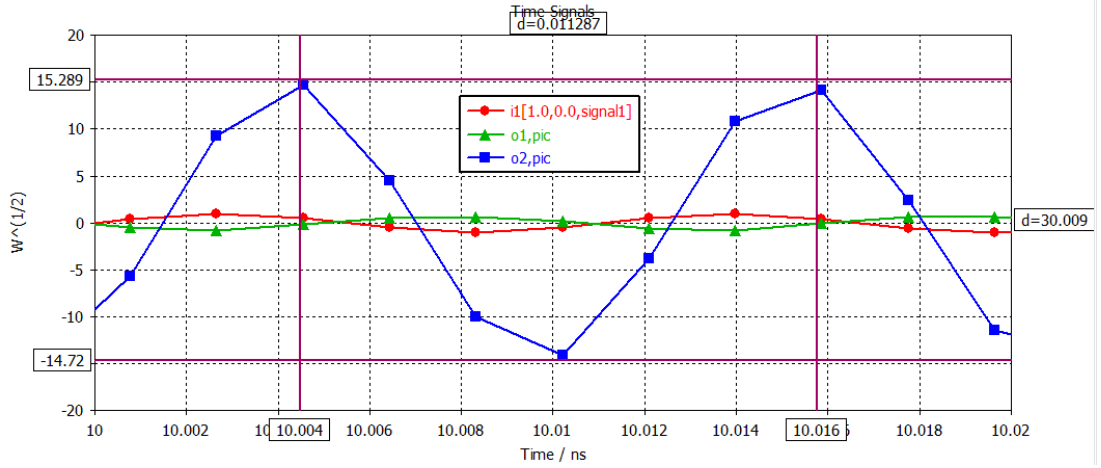
Şekil 4.58 Kıvrımlı dalga kılavuzu grup hızları

Şekillerde görüldüğü gibi enerjiyi geri yönde taşıyan bir dalgayı uyarmak için farklı bir yol izlenmesi gerekmiştir. Diğer bütün simülasyonlarda elektron tabancasına yakın olan port uyarılmış, yükselen sinyaller ise tüpün sonundaki portta gözlemlenmiştir. Bu sistemde ise bahsedilen prosedürün tam tersi bir yol izlenip, elektron tabancasına uzak olan porttan RF girişi yapıp, yükselmesi elektron tabancasına yakın portta gözlemlenmiştir.

1.10 mm periyoda sahip yapının 40 turluk simülasyonunda 90 GHz'lik bir sinyal 78 kV ve 30 mA değerleriyle emisyonu modellenen bir elektron tabancası kullanılmıştır ve elde edilen zaman sinyalleri Şekil 4.59'de görülebilir. Ayrıca yakınlştırılmış bir görüntü de şekil 4.60'ta verilmiştir.



Şekil 4.59 Kıvrımlı dalga kılavuzu YDT'nin zaman sinyalleri



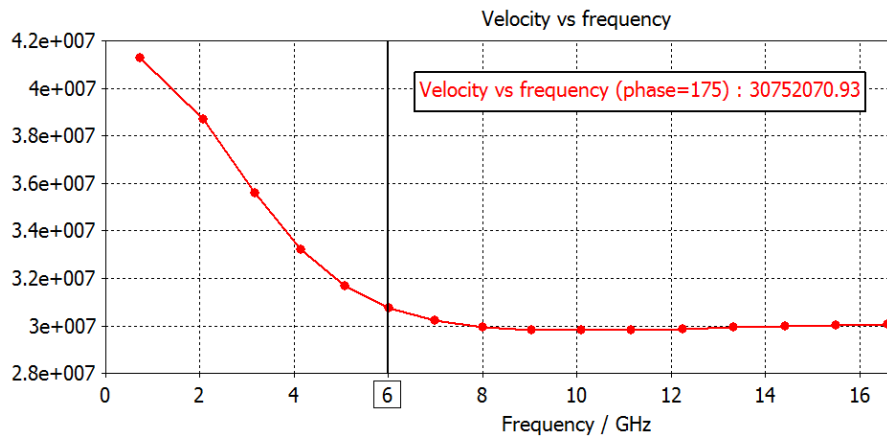
Şekil 4.60 Yakınlaştırılmış zaman sinyalleri

Şekil 4.60'ta iki pik arası zaman farkı 11 pikosaniye civarında ölçülmüştür ve bu yaklaşık 90 GHz frekansına karşılık gelir. Ayrıca sistemin piklerinden ortalama gücün 110 watt civarında olduğu görülebilmektedir.

4.4.7 Simülasyonlarda Karşılaşılabilecek Olası Problemler

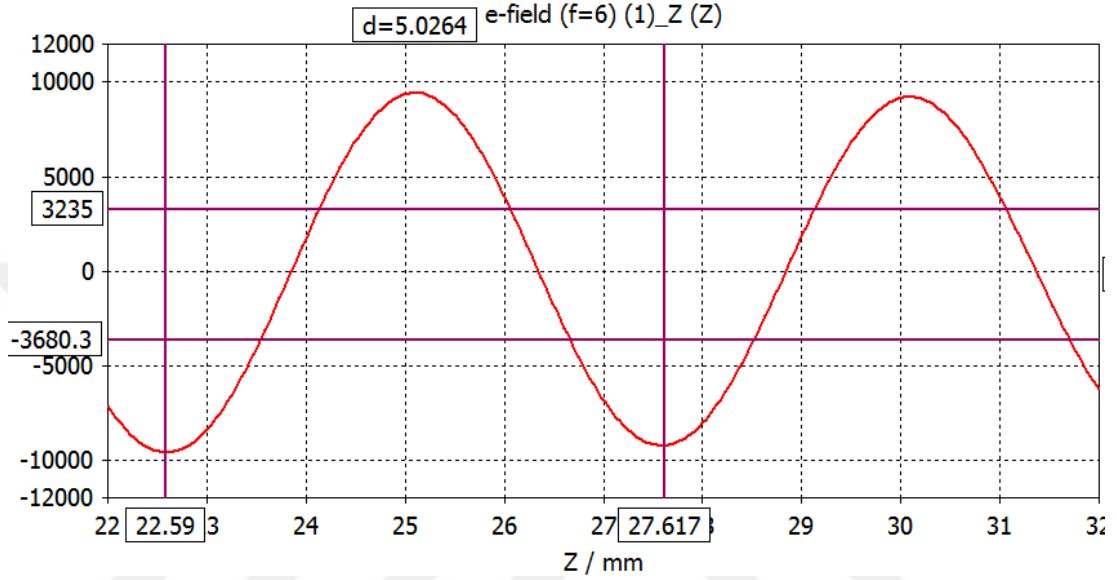
Şimdiye kadar verilen pek çok simülasyonun sonucu, iyileştirmeler sonrası halleriyle verilmiştir. Bu kısımda ise simülasyonlarda karşılaşılabilecek problemler gösterilecektir.

Olası problemlerden ilki öz mod çözümleyicide elde edilen faz hızı ile geçiş çözümleyici arasındaki farklılıktır.



Şekil 4.61 Öz mod çözümleyici faz hızı grafiği

Şekil 4.61’de 6 GHz için gösterilen faz hızı 2709 V değerinde bir hızlandırma potansiyeline eşittir. Hatırlanılacak olursa, öz mod çözümleyici işlemleri tek turluk bir helis yapısı üzerinden periyodik sınır koşulları ile yapar. Şekil 4.62’de ise 200 turluk YDT yapısının 6 GHz frekansındaki elektrik alanı monitörlenmiş, bu alanın z bileşeni tüp merkezi doğrultusunda grafiklenmiştir.

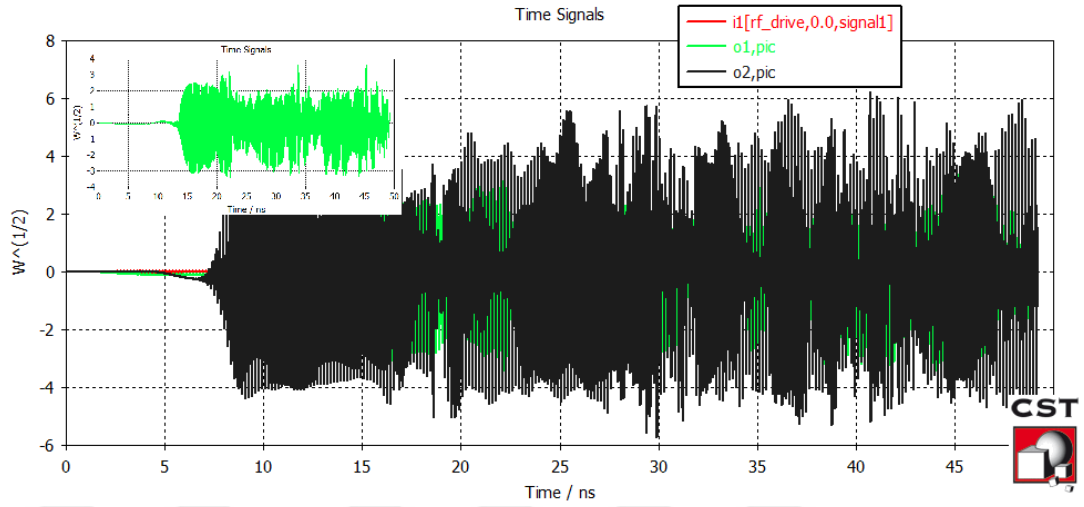


Şekil 4.62 6 GHz frekansında elektrik alanın z bileşeni

Şekil 4.62’ye dikkat edilirse iki tepe noktası arası 5mm civarında görülmektedir. Bu değer, aksenal dalga boyu olup frekans değeriyle çarpıldığında faz hızını verecektir. Bu işlemler yapıldığında faz hızı, 2600V değerinde hızlandırılmış elektronların hızına denk gelir. Çözümleyiciler arasındaki örgü yapısı ve çözüm teknikleri böyle farklılıklara yol açmaktadır. Bu sebeple parçacık simülasyonu öncesinde YDT yapısını geçiş çözümleyici ile incelemek önem arz eder.

Bir diğer önemli husus ise YDT ile giriş-çıkış elemanları arasındaki uyumluluk olarak kendisini gösterebilir. Örnek olarak RF güç kaynakları ve daha nice birçok cihazın empedansı 50 Ohm olarak standart halini almıştır. YDT’ler ise önceki kesimlerde de anlatıldığı üzere geniş frekans bantlarında çalışması beklenen ve yapısı itibarıyla empedansı frekansa bağlı olarak değişen yapılardır. 6 GHz frekansında 200 turda çalıştırılan YDT örneğinin, portlarda hiçbir iyileştirme yapılmadan 50 Ohm hat empedansı verecek şekilde

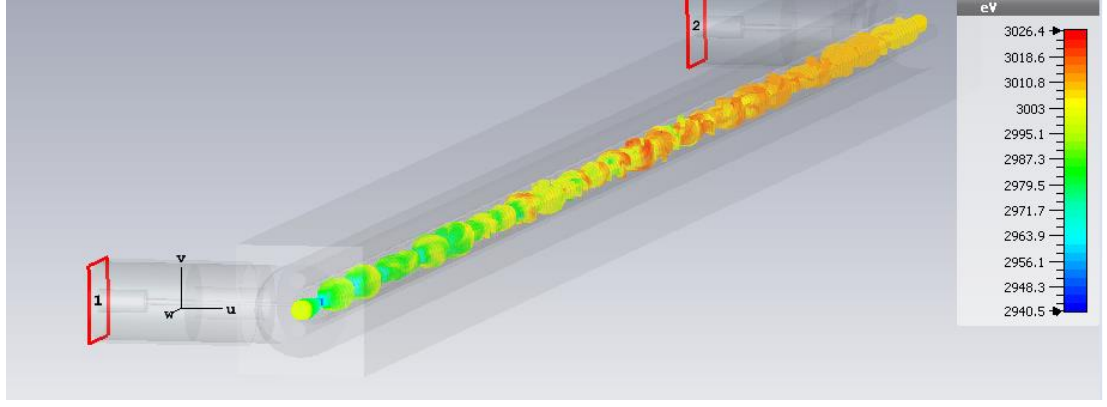
düzenlenip simülasyonu yapıldığında Şekil 4.63'teki giriş çıkış sinyalleri elde edilmiştir.



Şekil 4.63 Port uyumlaması yapılmamış YDT simülasyonu

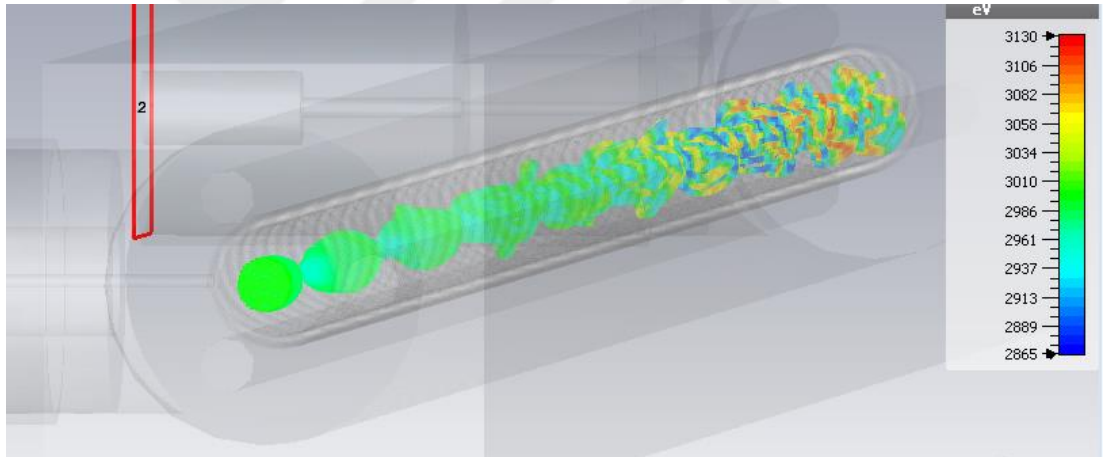
Şekil 4.63'te daha önce başarılı simülasyonu verilen YDT'nin port iyileştirmesi yapılmamış haldeki zaman sinyalleri görülmektedir. Grafikte o1 ile belirtilen, yani girişin yapıldığı 1 numaralı porttaki sinyaller büyümüş ve görüldüğü gibi çıkış sinyali olan o2'nin stabilitesini bozmuştur. Şeklin sol üst köşesindeki grafik o1, yani yansıma sinyalinin grafiğidir. Ayrıca o1 ile gösterilen yansıma sinyallerinin neredeyse çıkış sinyaliyle aynı güçlerde olması gerçek bir durumda gücü veren kaynağa da zarar verebileceğinden, port iyileştirmesinin önemi anlaşılabilir.

YDT simülasyonlarında karşılaşılabilecek diğer sorunlardan birisi de elektronları doğru odaklayamamak olabilir. Kaynaklarda Brillouin akışı olarak geçen akış biçimini oluşturan şartları gerçek hayatta mümkün kılmak oldukça zordur. Bunun yerine daha yüksek manyetik alanların kullanıldığı sınırlanmış akış tercih edilir (Gilmour, 2011). Selenoitler manyetik alan kaynağı olarak kullanıldığında akımları değiştirilerek manyetik alan değiştirilebilir ancak kalıcı periyodik mıknatıslar için durum farklıdır. Şekil 4.64'te kalıcı mıknatıs sistemiyle kısım 4.4.5'te 0.25 T pik manyetik alan ile odaklanan yapı, manyetik alan piki 0.28 T olduğunda Şekil 4.64'teki sonucu vermiştir.



Şekil 4.64 0.28 T manyetik alanlı parçacık simülasyonundan bir kesit

Şekil 4.64'te görüldüğü üzere tüpün elektronların odaklanması problemlili olmuş helise çarpımlar yaşanmıştır. Benzer şekilde pik manyetik alan mıknatıs yapısı değiştirilerek 0.20 T civarına indirildiğinde ise Şekil 4.65'teki sonuç ortaya çıkmıştır.



Şekil 4.65 0.20 T manyetik alanlı parçacık simülasyonundan bir kesit

Görüldüğü üzere elektronlar radyal doğrultuda fazlaca saçılmış ve yine helise çarpmışlardır. Bu iki sonuç sayesinde kalıcı mıknatıs tasarımının ne denli kritik olduğu anlaşılabilir.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmanın amacı olan yürüyen dalga tüplerinin tasarımları ve simülasyonları, bu bölüme kadar yapılmıştır. Literatürden edinilen bilgiler ve araştırma esnasında kazanılan kişisel tecrübeler ışığında, yürüyen dalga tüpleri modellenmiş ve simülasyonları başarıyla gerçekleştirilmiştir. Modellerin oluşturulması, seçilen malzeme özellikleri ve boyutları okuyucuyla paylaşılmıştır. Simülasyonların başarılı bir biçimde gerçekleştirilmesi adına dikkat edilmesi gereken hususlardan ise bu kısımda bahsedilecektir.

Öncelikle simülasyonların en temel amaçlarından birisi, gerçeği yapılacak bir ürünün olası problemlerini baştan analiz ederek olası malzeme harcamalarını minimize etmek ve sonuçta elde edilmesi istenilen ürüne en yakın parametreleri sağlayan tasarımı gerçekleştirmektir. Bunu yaparken kullanılan simülasyon aracı ne kadar önemliyse, kullanılan o araç hakkında yetkinliğe sahip olmak da bir o kadar önemlidir. Örnek olarak CST yazılımındaki öz mod çözümleyici ve geçiş çözümleyicinin belirli bir frekans için bulduğu farklı faz hızları verilebilir. Bu tip yazılımlar herhangi bir elektromanyetik problemi ele alırken, modellenmiş olan yapıları küçük hücrelere böler ve bu şekilde farklı malzemeleri, bunlar arasındaki sınırları tayin eder. Olabildiğince detaylı, yani küçük hücrelerden oluşan bir simülasyon bilgisayar kaynaklarını çokça kullanabilir ve simülasyonun tamamlanması çok vakit alabilir. Benzer şekilde ağ örgüsü elemanlarının haddinden fazla büyük olması, modellenen yapının çözücü tarafından yanlış yorumlanmasına sebep olur. Örnek olarak CST yazılımı tam analiz edemediği hücreleri mükemmel elektriksel iletken (PEC) varsayar. Ağ örgüsünün büyük hücrelerden oluştuğu bir simülasyonda bu hücreler iki helis turu arasına denk geldiğinde kısa devreye sebep olabilir. Böyle durumlarla karşılaşmamak adına tavsiye edilebilecek yöntem, örnekte bir elektrik alan monitörü tanımlamak, sonrasında ise ağ örgüsünü parametrize edip parametre taramaları yapmak olabilir. Parametre taraması sonrasında ise elde edilen elektrik alan dağılımları incelenerek, dağılımların yakınsadıkları bir profil elde edilebilir. Böylece, yakınsanan dağılı veren en büyük hücre yapısı seçilerek hem

daha az bilgisayar kaynağı kullanılmış, hem de simülasyona doğru bir başlangıç yapılmış olunur.

Simülasyonlar ve simülasyonların gerçek hayata aktarılmasıyla ilgili bir diğer konu ise modellemeleri yaparken, gerçek dünyada bulunabilecek ya da imal edilebilecek yapılar esas alınmalıdır. Örneğin CST yazılımında modellenmiş bir YDT, yüksek frekans karakteristiğinin iyileştirilmesi adına helis tel kalınlığı, yarıçapı vb. gibi parametreler seçilerek optimizasyona bırakılabilir. Bu durumda yazılım belirlenen sınırlar ve sağlanması gereken koşullar doğrultusunda en iyi sonucu bulana kadar çalışacak ve izin verilen parametreleri değiştirecektir. Bunun sonucunda ise piyasada bulmanın, yahut o hassaslıkta imal etmenin mümkün olmayacağı boyutlar ile karşılaşılabilir. Bu sebeple, yapılan bu çalışmada helis yarıçapı, destek çubuk kalınlıkları, helis tel kalınlığı gibi parametreler hep piyasada bulunabilen ölçülerde tayin edilmiştir. Benzer şekilde selenoit ile yapılan simülasyonlarda selenoit tel kalınlığının ısı dayanımı da hesaba katılıp, telin kaldırabileceği akım değerleri girilerek simülasyonlar yapılmıştır.

Bu tez araştırması esnasında farkedilen bir diğer husus da optimum değerleri parametre taramasıyla elde edilebilecek elektron fırlatma hızı, helis tur sayısı gibi parametrelerdir. Bu çalışmada 30 mA ve 3 kV değerlerine sahip ve eski YDT'lerde çokça karşılaşılan bir elektron tabancasının değerleri kullanılmıştır. Bunun sebebi elektron tabancalarının üretimindeki zorluktan ve piyasada bulunabilecek bir tabancaya uygun dalga yavaşlatma yapısı tasarlanmanın daha makul olmasından ileri gelir. Şayet bir dalga yavaşlatma yapısı tasarlanıp buna uygun bir elektron tabancası üretilcekse, parametre taramalarıyla optimum hız, demet yarıçapı gibi değerleri parçacık simülasyonlarıyla elde etmek yoluna gidilebilir. Odaklama konusunda ise gerçek hayatta ilk olarak selenoitleri tercih etmek ve odaklanmayı garantilemek adına gerekenden daha yüksek manyetik alanlarla denemeler yapıp selenoit akımını kademeli olarak kısarak cihazın güç çıkışını incelemek makul bir yaklaşım olacaktır. Böyle bir durumda elektron demeti helise yaklaştıkça güç artışı görülür, simülasyon sonuçlarında ve ilgili grafiklerde bu sonuç verilmiştir. Kalıcı mıknatıs sistemi ise belirli bir değer

aralığından yüksek veya düşük olduğundan helise çarpımlar görülmüştür. Bu sebeple kalıcı mıknatıs sistemi tasarımında simülasyonlarda ve gerçek hayatta çok daha titiz olunması gerekir. Benzer şekilde kuplörlerin de tasarımı, istenilen çalışma bandındaki iletim performansları da stabil çalışan bir YDT için olmazsa olmazlar arasındadır.

YDT'ler uçaklarda, radar sistemlerinde, uydu haberleşmede vb. kullanılan ve katı hal cihazlara göre yüksek frekanslarda çok daha başarılı çalıştıklarından bu teknolojiler anlaşılmalı, üretimleri milli hedefler arasında olmalıdır. Bu açıdan bakıldığında bu tez çalışmasının da konu ile ilgilenen ve CST gibi bir yazılımla bu yapıları tasarlayacak kimselere fikir vermesi, bu çalışmanın amaçlarından birisi olmuştur. YDT'ler ile ilgili elde edinilen bu bilgiler doğrultusunda sonraki çalışmalarda kolektör tasarımları yapmak, elektron tabancası da tasarlayarak tam bir paket halinde hazır bir sistem simülasyonu gerçekleştirmek gelecek çalışma planları arasındadır. Ayrıca, kıvrımlı dalga kılavuzu gibi daha yüksek frekanslara çıkabilen yapıların tasarımlarının da iyice anlaşılması, klistron yahut virkatör gibi farklı mikrodalga yükselteçlerinin tasarlanmaları da planlanan çalışmalardır.

KAYNAKLAR

- Alaria M. K., Sinha A. K. ve Srivastava V. 2009. "Design of tip loss profile on support rod for a helix TWT", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 30(7), 651-656.
- Antonsen T. M., Safier P., Chernin D. P. ve Levush B. 2002. "Stability of traveling-wave amplifiers with reflections", *IEEE Transactions on Plasma Science*, 30(3), 1089-1107.
- Barker R. J., Booske J. H., Luhmann N. C., Nusinovich G. S., 2005. "Modern Microwave and Millimeter-Wave Power Electronics", Wiley-IEEE, 827s, New Jersey.
- Birtel P., Jacob A. F., Schwerfeger W., David J. F. Ve Clair A. 2006. "Simulation of the BWO threshold current in a helix TWT", *IEEE International Vacuum Electronics Conference*, California, Nisan 25-26, 403-404.
- Bodmer M. G., Laico J. P., Olsen E. G. ve Ross A. T. 1963. "The satellite Traveling-Wave Tube", *Bell Labs Technical Journal*, 42(4), 1703-1748.
- Branch G. M. ve Mihran T. G., 1955. "Plasma frequency reduction factors in electron beams", *IRE Transactions on Electron Devices*, 2(2), 3-11.
- Computer Simulation Technology (CST), <http://www.cst.com>
- Datta S. K. ve Kumar L., 2009. "A simple closed-form formula for plasma-frequency reduction factor for a solid cylindrical electron beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 56(6), 1344-1346.
- Eichmeier J. A., Thumm M.K., 2008. "Vacuum Electronics", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 535s, Heidelberg.
- Field L. M., 1951. "US Patent 2575383: High-frequency amplifying device", US Patent and Trademark Office, ABD.
- Frisoni M. A., 1987. "Theoretical design study of a 2-18 GHz bandwidth helix TWT amplifier", ADA181108, 101s.
- Gewartowski J. W. ve Watson H. A., 1965. "Principles of Electron Tubes", D. Van Nostrand, 655s, New Jersey.
- Gilmour A. S., 2011. "Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Crossed-Field Amplifiers and Gyrotrons", Artech House, 859s, Norwood.
- Gittins J. F., 1965. "Power Traveling Wave Tubes", American Elsevier, 276s, New York.

- Jung A. R., 1978. "10 KW and up, from a helix TWT?", International Electron Devices Meeting, Washington DC, Aralık 4-6, 530-533.
- Liu S., 2001. "Optimum design on the focusing magnetic field for MMW TWTs", International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 22(3), 399-405.
- Nusinovic G. S., Walter M. ve Zhao J. 1998. "Excitation of backward waves in forwards wave amplifiers", Physical Review, 58(5), 6594-6605.
- Pierce J. R., 1952. "US Patent 2602148: High-frequency amplifier", US Patent and Trademark Office, USA.
- Pozar D. M., 2009. "Microwave Engineering", John Wiley & Sons, 700s, ABD.
- Putz J. L. ve Cascone M. J., 1978. "What's new in helix TWTs?", International Electron Devices Meeting, Washington DC, Aralık 4-6, 422-424.
- Putz J. L. ve Cascone M. J., 1979. "Effective use of dispersion shaping in broadband helix TWT circuits", International Electron Devices Meeting, Washington DC, Aralık 3-5, 422-424.
- Santos G. M. S., Xavier C. C. Ve Motta C. C. 2011. "A study of a PPM focusing system for a C-band power TWT", International Microwave & Optoelectronics Conference, Natal, Ekim 29-Kasım 1, 941-945.
- Sharma R. K., Grede A., Chaudhary S., Srivastava V. ve Henke H. 2014. "Design of folded waveguide slow-wave structure for W-band TWT", IEEE Transactions on Plasma Science, 42(10), 3430-3436.
- Sivan L., 1994. "Mirowave Tube Transmitters", Springer, Verlag US, 464s.
- Srivastava V., Joshi S. N. ve Carter R. G. 2000. "Stability analysis of a TWT against the reflected signals using a large-signal model", 2nd International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology Proceedings, Eylül 14-16, Pekin, 80-83.
- Srivastava V., Srivastava A., Singh V. V. P. ve Chandan S. 2003. "Design of input and output couplers for Ku band 140 Watts space TWT", IEEE 4th Vacuum Electronics Conference, Seul, Mayıs 28-30, 165-166.
- Sterrett J. E. ve Heffner H., 1958. "The design of periodic magnetic focusing structures", IEEE IRE Transactions on Electron Devices, 5(1), 35-42.
- Tsimring S. E., 2006. "Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics", John Wiley & Sons, 573s, New Jersey.
- Vainstein L. A., 1956. "Electron waves in slow-wave systems", Soviet Physics Technical Physics, 1, 119.

Weiland T., 1977. "A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields," *Electronics and Communications AEU*, 31(3), 116–120.



ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Necati HAYTURAL

Doğum Yeri ve Yılı : Balıkesir, 1985

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

E-posta : haytural@itu.edu.tr

Taranmış
Fotoğraf
(3.5cm x 3cm)

Eğitim Durumu

Lise : Ankara Gazi Anadolu Lisesi, 2003

Lisans : İTÜ, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Mühendisliği

Mesleki Deneyim

Ar-Ge Mühendisi 2015-..... (halen)