



**RADYO FREKANS PARÇACIK HIZLANDIRICI İÇİN BAĞDAŞTIRICI
TASARIMI, ÜRETİMİ VE DENEYLERİ**

Ersin ÇİÇEK

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANA BİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

OCAK 2020

Ersin ÇİÇEK tarafından hazırlanan “RADYO FREKANS PARÇACIK HIZLANDIRICI İÇİN BAĞDAŞTIRICI TASARIMI, ÜRETİMİ VE DENEYLERİ” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Ana Bilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Doç. Dr. Mustafa Hicabi BÖLÜKDEMİR

Fizik Ana Bilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Başkan: Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER

Fizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, Ankara Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Üye: Prof. Dr. Ayşe Güneş TANIR

Fizik Ana Bilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Üye: Prof. Dr. Özlem YEŞİLTAS

Fizik Ana Bilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Üye: Doç. Dr. Kemal KOÇ

Matematik ve Fen Bilimleri Eğitimi Ana Bilim Dalı, Başkent Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Tez Savunma Tarihi: 31/01/2020

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Prof. Dr. Sena YAŞYERLİ

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Ersin ÇİÇEK

31/01/2020

RADYO FREKANS PARÇACIK HIZLANDIRICI İÇİN BAĞDAŞTIRICI TASARIMI, ÜRETİMİ VE DENEYLERİ

(Doktora Tezi)

Ersin ÇİÇEK

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ocak 2020

ÖZET

Bir doğrusal hızlandırıcı bileşeni olan Radyo Frekans Dört kutuplu (RFQ), tasarlandığı ve inşa edildiğinden beri modern hızlandırıcılar arasında önemli bir role sahiptir. Ayrıca, bu hızlandırıcı tipi düşük enerjili hafif iyonların yanı sıra ağır iyonları da yüksek verimlilikte odaklama, boğçalama ve hızlandırma yeteneğine sahiptir. 2015 yılından bu yana, 352,21 MHz çalışma frekansına sahip bir RFQ hızlandırıcı kovuğu, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Radyasyon ve Hızlandırıcı Teknolojileri Dairesi Başkanlığı'nda bulunan bir proton demet hattı içerisinde tasarlandı, üretildi, birleştirildi ve test edildi. Bu RFQ kovuğu, darbeli kipte proton demetini 1,3 MeV'lik son demet enerjisine kadar hızlandırmak için toplam 120 kW'lık bir RF gücüne ihtiyaç duyar. Bu tez kapsamında, bir RF bağdaştırıcı, RFQ kovuğu için gerekli gücü iletmek üzere Elektron Çılgı Oluşumu (EÇO) fenomeni dikkate alınarak yeniden tasarlandı ve üretildi. Eşeksenli tipi bağdaştırıcının tasarımı ve 3-Boyutlu EM benzetimleri bu çalışmanın ilk aşamasında gerçekleştirilmiştir. Bahsedilen bağdaştırıcının temel RF özellikleri harici kalite faktörü, halka anteninde güç kaybı, bağdaştırma katsayısı ve saçılma parametreleridir. Bu özellikler değerlendirildi ve bağdaştırıcının geometrik parametrelerinin en iyileştirilmesi "CST Microwave Studio" ile gerçekleştirildi. Ek olarak, bağdaştırıcıdaki RF vakum penceresi için kullanılabilecek farklı dielektrik malzemeler araştırılmıştır. Ayrıca, EÇO etkisine neden olan RF güç seviyeleri, bağdaştırıcı için benzetimleri gerçekleştirilmeden önce teorik olarak hesaplanmıştır. Daha sonra, "CST Particle Studio" ile bağdaştırıcı için EÇO benzetimleri gerçekleştirilmiştir. Sonuç olarak, bir prototip bağdaştırıcının RF tasarımı, üretim hususları ve düşük güç ölçümleri bu tezde sunulmuştur.

Bilim Kodu : 20216
Anahtar Kelimeler : Radyo Frekans, Parçacık hızlandırıcı, Bağdaştırıcı, Eş-eksenli dalga kılavuzu, Hızlandırıcı alt sistemleri ve teknolojileri, Mikrodalga sistemlerinin modellenmesi, Mikrodalgalar için pasif bileşenler, Radyasyona bağlı ikincil elektron emisyonu
Sayfa Adedi : 148
Danışman : Doç. Dr. Mustafa Hicabi BÖLÜKDEMİR

THE DESIGN, PRODUCTION AND TESTINGS OF A COUPLER FOR RADIO
FREQUENCY PARTICLE ACCELERATOR

(Ph. D. Thesis)

Ersin ÇİÇEK

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

January 2020

ABSTRACT

Radio frequency quadrupole (RFQ), a linear accelerator component, has an important role among the modern accelerators since it was designed and built. Also, the accelerator type has an ability to focus, bunch and accelerate the low energy light ions as well as heavy ions at high efficiency. Since 2015, an RFQ accelerating cavity operating at 352.21 MHz was designed, manufactured, assembled and tested within a proton beamline located at the Turkish Atomic Energy Authority, Department of Radiation and Accelerator Technologies. The RFQ cavity requires a total RF power of 120 kW to accelerate the proton beam up to a final beam energy of 1,3 MeV in pulsed mode operation. Within the scope of this thesis, an RF coupler was redesigned and manufactured considering the multipacting phenomenon to transmit the essential power for the RFQ cavity. The design and 3D EM simulations of the coaxial type coupler were carried out in the first stage of this study. The essential RF properties of the aforementioned coupler are external quality factor, power loss on the loop antenna, coupling coefficient and scattering parameters. These properties were evaluated and the optimization of the geometrical parameters of the coupler was performed with the "CST Microwave Studio". Moreover, different dielectric materials that could be used for the RF vacuum window in the coupler were investigated. Furthermore, the RF power levels that cause the multipacting effect were theoretically calculated prior to performing simulations for the coupler. Afterward, the multipacting simulations were performed for the coupler by using "CST Particle Studio". In conclusion, the RF design, manufacturing considerations and low power measurements of a prototype coupler are presented in this thesis.

Science Code : 20216

Key Words : Radio Frequency (RF), Particle accelerator, Coupler, Coaxial waveguide, Accelerator Subsystems and Technologies, Modeling of microwave systems, Passive components for microwaves, Radiation-induced secondary-electron emission

Page Number : 148

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Mustafa Hicabi BÖLÜKDEMİR

TEŞEKKÜR

Doktora tez çalışmasının her aşamasında bilgi ve tecrübeleriyle desteğini esirgemeyen sayın hocam ve değerli danışmanım Doç. Dr. M. Hicabi BÖLÜKDEMİR'e minnettarım. Ayrıca doktora dönemi boyunca bilgi ve deneyimleri ile beni yönlendiren Sayın Prof. Dr. A. Güneş TANIR'a ve Sayın Doç. Dr. Kemal KOÇ'a teşekkür ederim.

Bu çalışmanın deneysel kısmı Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK) tarafından A4.H4.P1 proje kodu altında desteklenmiştir. TAEK, Rad. ve Hızlandırıcı Tekn. Dai. Başk. (RHTDB) RFQ proje ekibinden başta Dr. Ali ALAÇAKIR, Dr. Seda BÖLÜKDEMİR, Dr. Yeşim OLGAÇ, Dr. İhsan KILIÇ, Betül YASATEKİN ve Emre COŞGUN'a akademik ve araştırma hayatıma kattıkları destekler için sonsuz teşekkürler. TAEK Proton Hızlandırıcı Tesisinden Dr. Görkem TÜREMEN'e tez çalışması boyunca desteklerinden dolayı teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca, bağdaştırıcı parçaların üretimi aşamasında hiçbir zaman desteğini esirgemeyen TAEK-RHTDB çalışanlarından Kemal DOĞAN'a teşekkürlerimi sunarım. Gazi Ünv. Fotonik Uyg. ve Araş. Mer. Müd. Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK ve Uzm. H. İbrahim EFKERE'ye malzeme kaplaması ve yararlı tartışmaları için teşekkür ederim. Ayrıca, Fizik bölümünden Dr. Ceren TAYRAN, Dr. Hilal KÜÇÜK ve Dr. Mahmut BUCURGAT ve Akdeniz Ünv. Öğr. Gör. Dr. Onur KARAMAN'a ve Osmangazi Ünv. Dr. Nihan AKKURT'a doktora süresi boyunca desteklerinden dolayı teşekkür ederim. Ayrıca, Çağın POLAT'a tezin tüm aşamalarında desteği ve değerli katkılarından dolayı minnettarım. Bağdaştırıcı parçaların üretiminde desteklerinden dolayı BÖKE Müh. Mak. Savunma ve Havacılık Sanayi TİC. LTD. şirketine teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca, PROFEN İlet. Tek. Mikrodalga ve Vakum Elekt. çalışanı Mühendis Zafer SALI'ye teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasının hesaplama ve benzetim kısmı, Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi tarafından 05/2018-03 kodu ile desteklenmiştir. Ayrıca her zaman genç araştırmacıları destekleyen ülkemizin değerli kurumlarından biri olan TÜBİTAK BİDEB (2214-A Yurt Dışı Araştırma Burs Programı (Doktora öğrencileri için) 2018/1; 1059B141800279) tarafından sağlanan destek için teşekkür ederim.

Eğitim ve iş hayatımın her döneminde bana inanıp maddi manevi desteklerini benden hiç eksik etmeyen, babam Memet ÇİÇEK'e, annem Emine ÇİÇEK'e ve kardeşlerim Onur ÇİÇEK ve Ruhat ÇİÇEK'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER	9
2.1. Elektromanyetik Teori	9
2.2. Güç İletim Hattı Teorisi	9
2.2.1. İletim hattı için toplu eleman devre modeli	10
2.2.2. İletim hattında dalga yayılımı	11
2.2.3. Kayıpsız iletim hattı	11
2.2.4. İletim hatları için alan analizi.....	12
2.2.5. Sonlandırılmış kayıpsız iletim hattı	16
2.2.6. Smith çizelgesi	20
2.2.7. Kayıplı iletim hatları	23
2.3. İletim Hatları ve Dalga Kılavuzları.....	26
2.3.1. TEM, TE ve TM dalgalar için genel çözümler	26
2.3.2. Eşeksenli hat – TEM dalgalar	31
2.4. Mikrodalga Devre Analizi ve Saçılma Parametreleri	33
2.4.1. Saçılma matrisi.....	34
2.4.2. Tek kapılı devreler	35

Sayfa

2.4.3. İki kapılı devreler	36
2.5. Şönt Rezonant Devre Modeli	38
2.5.1. Duran-dalga kovuklara güç aktarımı, kovukların uyarılması	42
2.5.2. Duran-dalga kovuğu ile güç aktarım hattı arasında bağdaştırma eşdeğer devresi	54
2.5.3. İki dalga kılavuzuyla bağdaştırılan kovuk için eşdeğer devre	58
2.5.4. Rezonans-kovuk sisteminin geçiş davranışı	60
2.5.5. Elektron çıkışı oluşumu	64
2.5.6. Empedans eşleme	73
3. MATERYAL VE METOT	77
3.1. CST Microwave Studio ile Yapılan RF Tasarım Çalışmaları.....	78
3.1.1. Farklı geometrili bağdaştırıcı tasarımları	78
3.1.2. Bağdaştırıcı ana EM tasarımı	81
3.1.3. RFQ modülü için sonuçlar	86
3.1.4. CST Particle Studio ile yapılan EÇO benzetim çalışmaları.....	94
4. ÜRETİM HUSUSLARI.....	105
5. DÜŞÜK SEVİYE RF GÜÇ TESTLERİ	111
5.1. Yönlü Bağdaştırıcı Modeli	111
5.2. Bağdaştırıcı İçin Düşük Seviye RF Güç Ölçüm Sonuçları	116
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	119
6.1. Öneriler	121
6.1.1. Fabrikasyon ve yüzey işleme süreci.....	121
6.1.2. RF kovuk koşullandırma.....	124
6.1.3. TAEK RFQ için önerilen DFB sistemi	129
KAYNAKLAR	135
EKLER.....	143

Sayfa

EK-1. İletim hatları ve dalga kılavuzlarının özeti.....	144
EK-2. İletim hattı parametreleri.....	145
ÖZGEÇMİŞ	146

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. T1 için elde edilen RF/EM tasarımı sonucu	80
Çizelge 3.2. Aday yalıtkan malzemeler için özellikler ve hesaplamalar	82
Çizelge 3.3. Bağdaştırıcının eşeksenli hattı için tasarım sonuçları.....	85
Çizelge 3.4. Kritik bağdaştırmanın elde edildiği iki farklı yol için parametre sonuçları.....	93
Çizelge 3.5. Bağdaştırma katsayısını (βc) etkileyen parametreler	94
Çizelge 3.6. 352,21 MHz RF bağdaştırıcıda küçük aralık değeri ($d1 = 14,6 \text{ mm}$) için iki-noktalı EÇO'nun ilk 8 derecesinin hesaplama sonuçları (I durumu).....	96
Çizelge 3.7. 352,21 MHz RF bağdaştırıcıda küçük aralık değeri ($d1 = 14 \text{ mm}$) için iki-noktalı EÇO'nun ilk 8 derecesinin hesaplama sonuçları (II durumu)..	97
Çizelge 6.1. J-PARC Linak tesisinde tüm RFQ kovuklar için uygulanan imalat süreci	122
Çizelge 6.2. Kimyasal parlatma için farklı çözümler	123
Çizelge 6.3. J-PARC'da RFQ kovuklar için uygulanan yüzey işleme süreci.....	123

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Parçacık hızlandırıcı ve çarpıştırıcıların tarihi. International Linear Collider (ILC) tasarım aşamasındadır	1
Şekil 1.2. Tez kapsam şeması	8
Şekil 2.1. İletim hattının diferansiyel uzunluğu için; Sol: Gerilim ve akım tanımları. Sağ: Toplu elemanlı eşdeğer devresi	10
Şekil 2.2. İç ve dış iletkenlerde yüzey direnci R_s olan bir eşeksenli hattın geometrisi	12
Şekil 2.3. Z_L yük empedansı ile sonlandırılmış iletim hattı	16
Şekil 2.4. Bir empedans Smith çizelgesinin en temel kullanımı	20
Şekil 2.5. Z_L empedansında sonlandırılmış kayıplı bir iletim hattı.....	24
Şekil 2.6. Sol: Genel iki iletkenli iletim hattı. Sağ: Kapalı dalga kılavuzu	27
Şekil 2.7. Eşeksenli hat geometrisi	31
Şekil 2.8. N-kapılı mikrodalga devresi	34
Şekil 2.9. Tek kapılı (iki kutuplu) dalga nicelikleri ve empedans Z_L ; Sol: Gelen (a_1) ve yansıyan (b_1) dalgalar. Sağ: a_1 ve b_1 'in V_1 ve I_1 ile ilişkisi.....	35
Şekil 2.10. İki kapılı bir devrenin tüm olası S-parametreleri.....	37
Şekil 2.11. Kovuk rezonatörünün devre modeli	38
Şekil 2.12. Bağdaştırıcı ve SW kovuk arasında güç bağdaştırma yöntemleri; (a) ve (b): Manyetik bağdaştırma. (c): Eşeksenli elektrik bağdaştırma. (d): Dalga kılavuzları üzerinde yarık	43
Şekil 2.13. TAEK RFQ projesi blok diyagramı.....	54
Şekil 2.14. Sol: Bağdaştırıcı, sağ: RF üretim devresine dönüştürülen eşdeğer devre ...	55
Şekil 2.15. Rezonatör devresine dönüştürülen eşdeğer devre.....	57
Şekil 2.16. Sol: iki harici devre ile bağdaşmış bir kovuğun eşdeğer devresi. Sağ: tüm bileşenleri ile basitleştirilmiş eşdeğer devre.....	58
Şekil 2.17. Bağdaştırma katsayısının farklı değerleri için zamana karşı yansıyan güç	61
Şekil 2.18. Sol: RF açık ve sağ: RF kapalı olma durumları karşılaştırması	62

Şekil	Sayfa
Şekil 2.19. 1. dereceden 3. dereceye kadar bir-noktalı EÇO'nun görselleştirilmesi	64
Şekil 2.20. İki düzlem yüzey arasında iki-noktalı EÇO'nun başlangıç aşaması	64
Şekil 2.21. Farklı malzemeler için SEY değerleri	66
Şekil 2.22. Eşeksenli hatlarda EÇO güç seviyeleri.....	72
Şekil 2.23. Üst: Gelişigüzel bir yük empedansını bir iletim hattı ile eşleştiren kayıpsız bir devre. Alt: L-kısmı eşleme devresi.....	74
Şekil 2.24. Empedans eşleme seçenekleri; Üst: Tek saplamalı ayarlama ve Alt: eğimli iletim hattı eşleştirme bölümü	76
Şekil 3.1. Eşeksenli tipi farklı geometriye sahip bağdaştırıcı tasarımları; (a) Kısa devre empedans ayarlı (T1). (b) T1 kesit görünümü. (c) Roket ucu konisi (T2). (d) T2 kesit görünümü	78
Şekil 3.2. Eşeksenli tipi farklı geometriye sahip bağdaştırıcı tasarımı sonuçları. Üst: Farklı malzemeler için S11 (T1). Alt: İki farklı alumina kalınlığı için S11 eğrileri (T2).....	79
Şekil 3.3. RF güç bağdaştırıcının EM modelinin enine kesit görünümü (T3).....	83
Şekil 3.4. Farklı yalıtkan malzemeleri için frekansa bağlı olarak büyüklüğü dB cinsinden olan saçılma parametresi (S11 ve S21) eğrileri; Üst: S11 ve alt: S21 eğrileri	84
Şekil 3.5. Bağdaştırıcının eşeksenli hattı için elektrik ve manyetik alan sonuçları; (a) Elektrik alan dağılımı. (b) Manyetik alan dağılımı. (c) Hattın enine kesitinde E ve M-alan çizgileri.....	86
Şekil 3.6. Güç bağdaştırıcısı ile birlikte TAEK RFQ'nun 3D CST MWS modeli.....	87
Şekil 3.7. Sol: RFQ'ya monte edilen bağdaştırma halkası geometrisi. Sağ: Halka alanı	87
Şekil 3.8. Halka boyunca çizilen eğri uzunluğu üzerinde ortalama manyetik alan şiddeti	89
Şekil 3.9. Sol: RFQ ve bağdaştırıcı mesh yapısı. Sağ: E-alan çizgileri ile RFQ'nun enine kesiti.....	90
Şekil 3.10. Üst: RFQ'nun boyuna düzlemindeki M-alan çizgileri. Alt: Bağdaştırıcı olma ve olmama durumlarında kovuk eksen boyuna değişen boyuna E-alan.....	91
Şekil 3.11. Üst: RFQ ve bağdaştırıcı yapısı E-alan dağılımı. Alt: RFQ ve bağdaştırıcı yapısı M-alan dağılımı	92

Şekil	Sayfa
Şekil 3.12. Halka açısına bağlı olarak RFQ'da S11 parametresinin değişimi	93
Şekil 3.13. EÇO benzetimleri sırasında kullanılan parçacık kaynakları; Üst: Parçacık yüzey kaynağı. Alt: Parçacık arayüz kaynağı.....	95
Şekil 3.14. Bir-noktalı EÇO için RF gücüne karşı parçacık (elektron) sayısı	98
Şekil 3.15. RF gücüne karşı <SEY> eğrisi	99
Şekil 3.16. Bir-noktalı EÇO'da farklı güç değerleri için zamana karşı parçacık büyümesi.....	100
Şekil 3.17. İki-noktalı EÇO için RF gücüne karşı parçacık sayısı.....	100
Şekil 3.18. İki-noktalı EÇO'da farklı güç değerleri için zamana karşı parçacık sayısı artışı.....	101
Şekil 3.19. Bir ve iki-noktalı EÇO için farklı güç değerlerinde zamana karşı parçacık sayısı	101
Şekil 3.20. Zamana karşı parçacık sayısı; Üst: Bir ve iki-noktalı EÇO etkisinin ilk dereceleri ile bir-noktalı 2. derece EÇO için parçacık sayısı. Alt: Parçacık arayüz kaynağına sahip ve EM alanların aktarıldığı bir ve iki-noktalı EÇO ilk dereceleri için parçacık sayısı	102
Şekil 3.21. (a) 5 RF, (b) 10 RF ve (c)15 RF periyotları için parçacık dağılımı.....	103
Şekil 3.22. Zamana bağlı bir ve iki-noktalı EÇO için parçacık sayısı.....	104
Şekil 4.1. Enine kesit görünümü ile bağdaştırıcının 3B CAD tasarımı	105
Şekil 4.2. Güç bağdaştırıcısının parçalarının tüm teknik çizimleri.	106
Şekil 4.3. (a) Üretilen yeni RF güç bağdaştırıcı prototipi elemanları. (b) Güç bağdaştırma için kullanılan halkaların tarihsel gelişimi.....	108
Şekil 4.4. (a) ve (b) Birleştirilen RF güç bağdaştırıcı prototipi. (c) Halkanın RFQ içerisinde görünümü	109
Şekil 4.5. RFQ'ya monte edilen bağdaştırıcının 3B-CAD tasarımı	109
Şekil 5.1. Eşeksenli iletim hattı ölçüm düzeneği.....	111
Şekil 5.2. Sol: Yönlü bağdaştırıcı genel modeli. Sağ: Güç ölçüm modeli	112
Şekil 5.3. VNA'den okunan yönlü bağdaştırıcı sonuçları; Üst: İleri yön. Alt: Geri yön bağdaştırma katsayıları.....	114
Şekil 5.4. VNA'den okunan eşeksenli iletim hattı güç iletim oranı	115

Şekil	Sayfa
Şekil 5.5. Bağdaştırıcının düşük – seviye güç ölçüm düzeneği (RFQ kovuk, bağdaştırıcı, VNA, eşeksenli kablo ve 3 1/8" den n-tipine dönüştürücü)	116
Şekil 5.6. TAEK RFQ rezonans kontrol sistemi blok diyagramı	117
Şekil 5.7. VNA'dan elde edilen bağdaştırıcı için ölçüm sonuçlarının anlık görüntüsü	117
Şekil 6.1. J-PARC RFQ IV kovuğu RF sistemi.....	125
Şekil 6.2. TAEK RFQ için önerilen DFB sistemi.....	129
Şekil 6.3. DFB sistemi için IQ düzeltme seçenekleri. Üst: Düzenek – 1. Alt: Düzenek – 2	132

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılan simgeler ve kısaltmalar açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklamalar
λ	RF dalga boyu
f_0	RF salınım frekansı
R	Birim uzunluk başına seri direnç
L	Birim uzunluk başına seri endüktansı
G	Birim uzunluk başına Şönt iletkenlik
C	Birim uzunluk başına paralel kapasitans
α	Zayıflama sabiti
β	Faz sabiti
γ	Karmaşık yayılma sabiti
v_p	Faz hızı
β_c	Bağdaştırma sabiti
Z_w	Eşeksenli hat için dalga empedansı
Z_0	Hattın öz empedansı
R_s	Yüzey direnci
ϵ	Elektrik geçirgenlik
μ	Manyetik geçirgenlik
Γ	Gerilim yansıma katsayısı
θ	Yansıma katsayısının fazı
P_c	Rezonatör içinde harcanan ortalama güç
$P_{dış}$	Harici yükte harcanan ortalama güç
U	Rezonatör içerisinde depolanan enerji
Q_0	Kovuğun yüklenmemiş kalite faktörü
$Q_{dış}$	Harici kalite faktörü
$Q_{yüklenmiş}$	Yüklenmiş kalite faktörü
τ	Kovuk dolma zamanı
ϕ	Skaler fonksiyon

Simgeler	Açıklamalar
ϕ_c	Kovuk geriliminin fazı
γ_L	Ayar bozunum çarpanı
V_{yans}	Bağdaştırıcıdan yansıyan dalganın gerilimi
V_{rad}	Kovuktan yayılan dalganın gerilimi
θ_i	Elektronun geliş açısı
d	İki metal plaka arası mesafe
φ_0	Elektronun başlangıç fazı
α_c	Elektronun yük/kütle oranı
U_n	Elektronların ortalama çarpma enerjileri
B_n	Yerel manyetik alan değeri
m_e	Elektron kütlesi
V_n	Eşeksenli hattın iç ve dış iletkenleri arasındaki gerilim
P_{SW}	Bir-noktalı EÇO etkisine sebep olacak ortalama güç (SW)
P_{TW}	Bir-noktalı EÇO etkisine sebep olacak ortalama güç (TW)
ρ	Yansıma katsayısı
ρ'	Yalıtkan malzemelerin yoğunluğu
z	Normalleştirilmiş yük empedansı
X	Seri reaktans
Z_L	Yük empedansı
X_L	Endüktif reaktans
X_c	Kapasitif reaktans
P_{yans}	İletim hattı boyunca yansıyan güç
P_0	İki-noktalı EÇO etkisine sebep olacak ortalama giriş gücü
f	Vakum penceresi kalınlığı
$\tan\delta$	Dielektrik eğim kaybı
H_0	Halka alanı etrafındaki ortalama manyetik alan kuvveti
A_{halka}	Halka anteni alanı
θ_{halka}	Bağdaştırma halkasının dönme açısı
V_{ind}	Halka üzerinde indüklenen gerilim
P_b	Demete aktarılan güç

Simgeler	Açıklamalar
ω	RF üretici atım frekansı
P_i	İleri güç
E_0	İletkenler arası elektrik alan
S_{11}	Geri dönüş kaybı
S_{21}	Geçiş kaybı
$P_{dış,yönlü}$	Yönlü bağdaştırıcı çıkış gücü
P_{ileri}	Yönlü bağdaştırıcı ileri yön gücü
$TK1\&TK2$	Kovuk üzerinde iki farklı RF alıcıdan ölçülen çıkış güçleri
$\phi1\&\phi2$	Trombone faz değiştirici fazı & IQ demodülatör fazı
ω_0	Rezonatör salınım frekansı
$\delta\omega$	Rezonatör bant genişliği
$\vec{M}$	Magnetizasyon
$\vec{B}$	Manyetik akı yoğunluğu
$\vec{D}$	Elektrik akı yoğunluğu
$\vec{P}$	Elektrik dipol
$\Phi_{E,n}$	Sondanın yüzeyinde oluşan n kipinden gelen elektrik akıdır
$\vec{H}_{yuva}$	Yarık üzerindeki teğetsel manyetik alan
$\vec{H}_{yuva}$	Manyetik dipol
$\vec{H}_{kovuk}$	Kovuk içindeki manyetik alan
V_s	Durağan-durum gerilimi
r_s	Hızlandırıcı kovuğun Şönt empedansı
ω_n	n. rezonans kipinin frekansı
T_i	İletim katsayısı
P_{ort}	Hat boyunca z noktasındaki güç akışının zamanda ortalaması
η	Ortamın iç empedansı
P	Eşeksenli hat üzerindeki (z yönünde) güç akışı
ϵ''	Elektrik geçirgenliğin sanal kısmı
P_l	İletim hattının birim uzunluğu başına güç kaybı
e_n/h_n	Zamandan bağımsız kovuk içerisinde uyarılmış kip genlikleri
q_n	Durağan-durum uyarılma genliği

Simgeler**Açıklamalar** Φ_n

Akım taşıyan halka boyunca manyetik akı

 ϵ''

Elektrik geçirgenliğin sanal kısmı

 $P_{kayıp}$

İletim hattı boyunca toplam RF güç kaybı

 P_{ilet}

RF bileşeni boyunca iletilen güç

 ϵ_r

Yalıtkanlık sabiti

Kısaltmalar**Açıklamalar****AC**

Alternatif akım

ADC

Analog to Digital Converter

BDP

Beam – Driven Plasma wakefield

BN

Boron – Nitride

CAD

Computer Aided Design

CERN

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi

cPCI

compact Peripheral Component Interconnect

CPU

Central Processing Unit

CST MWS

Computer Simulation Technology Microwave Studio

CST PS

Computer Simulation Technology Particle Studio

CW

Continuous Wave

DAC

Digital to Analog Converter

DC

Doğru Akım

DFB

Digital Feedback

DSRF

Düşük Seviye Radyo Frekans

EÇO

Elektron Çığ Oluşumu

EM

Elektromanyetik

EPICS

Experimental Physics and Industrial Control System

ESS

European Spallation Source

FF

Feedforward

FPGA

Field Programmable Gate Array

HLRF

High Level Radio Frequency

HZDR

Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf

IH RFQ

Interdigital H type Radio Frequency Quadrupole

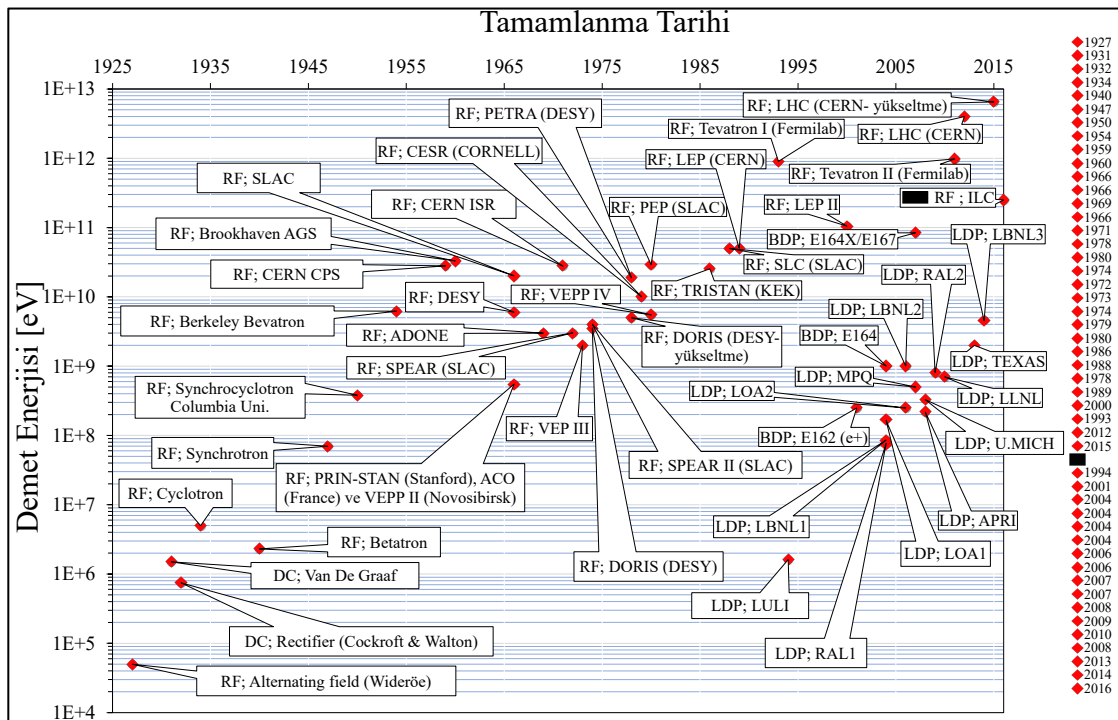
Kısaltmalar**Açıklamalar**

ITEP	Institute for Theoretical and Experimental Physics
JLAB FEL	Jefferson Lab Free Electron Laser
J-PARC	Japan Proton Accelerator Research Complex
KEK	The High Energy Accelerator Research Organization
LANL	Los Alamos National Laboratory
LDP	Laser – Driven Plasma wakefield
LEP	Large Electron-Positron
LHC	Large Hadron Collider
LINAC4	Linear Accelerator 4
LLRF	Low Level Radio Frequency
MP	Multipacting
Ni/Si	Normal İletken/Süper İletken
OFC	Oxygen Free Copper
OSTİM	Ortadoğu Sanayi ve Ticaret Merkezi
PAKS	Periyotta Açık Kalma Süresi
PBA	Perfect Boundary Approximation
PEC	Perfect Electric Conductor
PLC	Programmable Logic Controller
POP	Proof of Principle
RCS	Rapid – Cycling Synchrotron
RF	Radyo Frekansı
RFQ	Radio Frequency Quadrupole
RHTDB	Radyasyon ve Hızlandırıcı Teknolojileri Dairesi Başkanlığı
SANAEM	Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
SARAF	Soreq Applied Research Accelerator Facility
SDTL	Separated Drift Tube Linac
SEY	Secondary Electron Yield
SPL	Superconducting Proton Linac
SW	Standing Wave
TAEK	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu
TARLA	Turkish Accelerator and Radiation Laboratory
TE	Transverse Electric

Kısaltmalar	Açıklamalar
TEC	Test Edilen Cihaz
TEM	Transverse Electromagnetic
THM	Türk Hızlandırıcı Merkezi
TM	Transverse Magnetic
TW	Traveling Wave
UHF	Ultra-high frequencies
VME/IOC	Verca Module Eurocard/Input Output Controller
VNA	Vector Network Analyzer
VSWR	Voltage Standing Wave Ratio
YSRF	Yüksek Seviye Radyo Frekans

1. GİRİŞ

Parçacık hızlandırıcıları; malzeme biliminden savunma sanayisine, nükleer fizikten tıp alanına, temel parçacık fiziğinden izotop üretimine kadar pek çok alanda 21.Yüzyılın en önemli teknolojilerinden biri olarak kullanılmaktadır. Radyo Frekans (RF) hızlandırıcılar ile farklı parçacık ve demet enerjileri için değişik hızlandırıcı yapıları kullanılarak RF enerji tasarrufu sağlanır ve aynı çıkış enerjisi için hızlandırıcı daha kısa tasarlanarak üretim masrafları azaltılabilir. Parçacık hızlandırıcı; iyon kaynağı, demet tüpü (hızlandırılacak parçacığın içerisinde ilerlediği hat), RF güç kaynakları, RF güç iletim hattı, vakum ve soğutma sistemleri, elektriksel güç ve görüntüleme sistemleri, hızlandırıcı kovuk (frekans ayarlayıcılar – tuner, vakum girişleri ve bağdaştırıcı giriş noktası), en az bir *RF güç bağdaştırıcı* bileşenlerinden oluşur. Hızlandırıcı kovuk (içerisinde parçacığın hızlandırılacağı EM yapı) tipinin seçiminde önemli bir parametre parçacık türüdür ve bu seçim RF hızlandırıcı kovuk yapıların geometri ve salınım frekansını etkilemektedir. Örneğin, elektronlar protonlara göre daha hafif oldukları için çok çabuk göreceli hızlara çıkabilmektedir. Bu nedenle elektron hızlandırıcılarının kovuk yapıları birbirlerine çok benzerdir. Oysa protonlar elektronlara göre ağır parçacık olduklarından protonları göreceli hızlara çıkarabilmek için çok farklı kovuk yapılarına ihtiyaç vardır (Vretenar, 2006).



Şekil 1.1. Parçacık hızlandırıcı ve çarpıştırıcıların tarihi. International Linear Collider (ILC) tasarım aşamasındadır (ILC, 2019)

Son yıllarda yeni fikir ve teknolojiler, hızlandırıcı ışın (demet) enerjilerini belirgin bir şekilde yukarı doğru itmektedir (Şekil 1.1). Şekil 1.1’de ki Livingston grafiğinde; doğru akım (DC) ve RF hızlandırıcıların yanı sıra lazer-odaklı plazma-ardıl alanı (LDP, Laser – Driven Plasma wakefield) ve demet-odaklı plazma-ardıl alanı (BDP, Beam – Driven Plasma wakefield) hızlandırıcıların tamamlanma tarihleri ve demet enerjileri verilmiştir ve eV cinsinden yazılmıştır (Ischebeck, 2007, 2016; Amiranoff, 1998; Amman, 1969; Bieler 2012; Blewett, 1967; Caldwell, 2015; Esarey, 2003, 2009; Elder, 1947; Gervaise, 1986; Hettel, 2002; Holmes, 2011; Adone, 1997; AIP, 2019; CERN, 1985, 2012, 2019; Hinterberger, 2006; SPEAR, 2019; Johnsen, 1973; Katsouleas, 2008; Kerst, 1941; Nishikawa, 1983; Kulipanov, 2016; Livingston, 1975; Muggli, 2003; Scharf, 1986; Skrinsky, 1995; Winick ve Doniach, 2012; Wolf, 1980). Çarpıştırıcılar için demet başına enerjiler dikkate alınmıştır. Parçacık başına demet enerjileri son yıllarda TeV mertebesine ulaşmıştır.

Bağdaştırıcı literatür özeti

Düşük enerjili iyon hızlandırıcı tipleri incelendiğinde, Radyo Frekans dört kutuplu (RFQ) hızlandırıcı kovuklarının keşfine kadar geleneksel olarak Cockcroft – Walton ve elektrostatik (Van de Graaff veya Tandem) tipi hızlandırıcılar kullanılmıştır. Cockcroft – Walton tipi bir hızlandırıcıyla demet akımı mA mertebesindeki iyonlar için keV mertebesinde hızlandırma yapmak mümkünken; elektrostatik tipli hızlandırıcılarla demet akımı 100 μ A mertebesindeki iyonlar rahatlıkla MeV mertebesine çıkarılabilir (Wilson, 2001: 1-4). Ancak bu tip hızlandırıcılarda hem enerji hem de akım mertebelerinin artırılması endüstriyel uygulamalar açısından oldukça önemlidir. Bu nedenle yüksek enerji (> 1 MeV) ve yüksek akım (> 1 mA) ihtiyacı RFQ kovuklu hızlandırıcıların keşfine ve gelişimine zemin hazırlamıştır. 1947’de Amerikalı bilim adamı Luis W. Alvarez, Berkeley’de ilk proton doğrusal hızlandırıcısını yaparak doğrusal hızlandırıcıların temelini atmıştır. Alvarez sürüklenme tüplerini iletken bir tankın içine koyup EM dalga göndererek elektrik alan indükleme (Alvarez Drift Tube Linac-DTL, Sürüklenme Tüplü Doğrusal Hızlandırıcı) fikrini geliştirdi (Alvarez, 1946). Böylece RF (3 kHz – 300 GHz) hızlandırıcıların temelini de atmış oldu. RF hızlandırıcıların son yıllarda en çok kullanılan tipi ise 1,3 GHz frekansında çalışan Süperiletken (Sİ) Niyobyum malzemeden yapılan 9-hücreli ve 1m uzunluğundaki Tesla kovuktur. 3. seri olarak bilinen bu kovuk ilk olarak 2001 yılında DESY (Deutsches Elektronen – Synchrotron) araştırma tesisinde elektron hızlandırıcısı olarak geliştirilmiştir (Brinkmann, 2001). Bahsedilen 9-hücreli Tesla kovuk, Pekin üniversitesi Ağır İyon Fiziği

Enstitüsünde (Zhang, 2005), Almanya Dresden’de bulunan HZDR (Helmholtz Zentrum Dresden Rosendorf) tesisinde (Teichert, 2006), Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (Stanford Linear Accelerator Center – SLAC) (SLAC, 2019) tesislerinde kullanılmaktadır (Burrill, 2017). Ayrıca ülkemizde Ankara üniversitesi öncülüğünde yürütülen Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) – TARLA projesi kapsamında 1,3 GHz frekansında çalışan Tesla tipi Sİ eliptik elektron hızlandırıcısı satın alınmış ve kurulum aşaması devam etmektedir (THM – TARLA, 2015). Bu gelişmelerle beraber 1954’te kurulmaya başlanan ve bugün de dünyanın en büyük hızlandırıcısı olan Fransa – İsviçre sınırındaki CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi)’de Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider-LHC) projesi kapsamında protonların ilk üretimde ve hızlandırmasında SPL (Superconducting Proton Linac) ve Linac-2 kullanılmaktadır. Dünyanın birçok araştırma merkezinde Normal iletken (Nİ) veya Sİ doğrusal hızlandırıcılar araştırma ve geliştirme için kurulmuştur ve geliştirilmektedir. 1958 yılında ise Couren-Snyder’ın değişken gradyenli sinkrotron teorisi ve yüksek güçlü RF kaynaklar üzerinde yaptığı çalışmalar hızlandırıcı fiziği alanında önemli bir yere sahiptir. Gelişen hızlandırıcı teknolojileri ve özellikle CERN’in kurulmasıyla birlikte dünya çapında önemi gittikçe artan hızlandırıcı merkezlerinin sayısı da arttı. Özellikle 1959 yılında Almanya’da kurulan Elektron Sinkrotronu DESY ve 1961 yılında da Japonya’da Yüksek Enerji Fiziği Merkezi olarak kurulan KEK (The High Energy Accelerator Research Organization) tesisi hızlandırıcı fiziği alanında çok önemli ilerlemelere katkıda bulunmuştur (KEK – JAPAN, 2019).

Gelişen hızlandırıcı teknolojilerine bağlı olarak 1960’lı yılların başında Amerika başta olmak üzere birçok gelişmiş ülkede yüksek parçacık akımlarına ulaşılabilen proton hızlandırıcılarını üretme ihtiyacı doğmuştur. Aynı yıllarda SSCB-Moskova’da bulunan Teorik ve Deneysel Fizik Enstitüsü’nde (Institute for Theoretical and Experimental Physics – ITEP) fizikçi Kapchinsky, kullanılmakta olan bir EM Dört kutuplunun aksine düşük enerjili RF frekansında uyarılarak odaklama sağlayan bir elektrik dört kutuplusu tasarımını ilk kez ileri sürmüştür. Daha sonra elektrotlara sinüzoidal değişen bir kipleme uygulamanın zamanla değişen boyuna elektrik alanın parçacık demet hızı ve fazıyla eşlenerek demeti adyabatik boğçalayacağı ve hızlandıracağı düşünülmüştür. Kapchinsky Protvino Yüksek Enerji Fizik Enstitüsü’nde (IHEP) çalışmakta olan Teplyakov ile beraber bu alanı üretmek için gerekli RF gücü konusunda bir çalışma yapmış, ilk sonuçları 1969’da yayınlamışlardır (Kapchinsky ve Teplyakov, 1969). RFQ hızlandırıcılar düşük enerjili iyon demetinin boğçalanması, odaklanması ve yüksek verimde hızlanması gibi karmaşık görevleri aynı yapı

içerisinde yerine getiren tek bileşendir. 1979 yılında Amerika’da Los Alamos National Lab (LANL) tesisinde İlke Kanıtı Çalışması (Proof of Principle – P.O.P) başlamıştır. 14 Şubat 1980’de 425 MHz RF frekansında çalışan ve protonları %90 verim ile 100 keV enerjiden 640 keV enerjiye çıkaran RFQ hızlandırıcısı üretilmiştir (Lombardi, 2005). 1984 yılında ise CERN’de protonları 80 mA çıkış akımı ve 520 keV çıkış enerjisine ulaştıran ilk RFQ olan LINAC1 üretilmiştir ve 1993 yılında 1,8 m uzunluğunda ve 750 keV enerjili ikinci RFQ (CERN LINAC2) üretilmiştir. Daha sonra ağır iyon tesisi olarak kurulan ve kurşun iyonlarını hızlandıran LINAC3 RFQ kovuğu CERN’de üretilmiştir (Gilardoni, 2013). 2015’te ise CERN’de yan yana farklı hızlandırıcı kaynaklarından oluşan LINAC4 sisteminde H^- iyonları 50 MeV enerjiye çıkarılmıştır (LINAC4, 2019). J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) tesisinde Ocak 2007’de doğrusal hızlandırıcılar ile proton demeti 181 MeV enerjiye çıkarılmıştır. J-PARC Linak bir iyon kaynağı, bir RFQ, DTL’ler, ayrılmış DTL’ler (Separated DTL, SDTL) ve RCS (Rapid – Cycling Synchrotron) demet taşıma hattından oluşur. J-PARC RFQ (4-kanat tipi), H^- iyonlarını DTL’ye doğru 50 keV enerjiden 3 MeV enerjiye 30 mA tepe akımı ile hızlandıran 324 MHz çalışma frekansına sahip 3,115 m uzunluğunda kovuktur (Kondo, 2004). 2008 yılının son birkaç ayında RFQ’nun kararsız çalışmasından dolayı güvenilirliği arttırmak için yeni bir RFQ yapılmasına karar verilmiştir. 324 MHz frekansında çalışan RFQ kovuk ve bağdaştırıcısı uygun üretim tekniğiyle daha verimli çalışacak şekilde yeniden tasarlanıp, üretilmiştir. J-PARC yeni RFQ için 324 MHz salınım frekansı, 30 mA tepe akımı, 3 MeV çıkış enerjisini değiştirmeden en doğru üretim tekniği (vacuum brazing technique, vakum lehimleme tekniği) ile hızlandırıcının kalite faktörünü arttırmayı başarmıştır (Kondo 2009; Morishita 2012). Rusya, ABD, İsviçre, Almanya, Fransa, Japonya, İtalya, Çin ve son olarak İngiltere RFQ üretebilen ülkeler arasına girmiştir. RFQ hızlandırıcıların 4-kanatlı (> 200 MHz), 4-çubuklu (< 200 MHz), split-coaxial RFQ (SCRFQ) (KEK, 10 MHz’e kadar düşük frekansta çalışır) ve IH RFQ (Interdigital H type RFQ, MAFF – Münih, ağır iyonlar için ve düşük frekansta çalışır) olmak üzere 4 çeşidi bulunmaktadır (Unel, 2015).

Bu gelişmeler doğrultusunda 2012 yılında projesi başlayan ve Türkiye Atom Enerjisi Kurumunda (TAEK) kurulan 352,21 MHz frekansta çalışan RFQ hızlandırıcı sisteminde proton demeti 20 keV enerjiden 1,3 MeV enerjiye hızlandırılacaktır (Turemen, 2015; Unel, 2015). 352,21 MHz frekansta çalışan "4-kanatlı" tipinde bir RFQ kovuğunun işletmeye alma testleri, bir proton demet hattının tüm bileşenlerinin ulusal kaynaklar ile üretmeyi amaçlayan TAEK RFQ Projesi kapsamında TAEK, RHTDB biriminde yürütülmektedir (TAEK, 2019).

TAEK RFQ ve güç bağdaştırıcısının tasarım gereksinimleri ve hedef performansları Çizelge 1.1'de verilmiştir (Turemen, 2013; Cicek, 2018). RF sistemi, katı/esnemez (rigid) 3 1/8" eşeksenli dalga kılavuzları, bir dikdörtgensel dolaştırıcı, tam ve yarım boy dikdörtgensel dalga kılavuzları (WR2300), esnek bir dikdörtgensel dalga kılavuzu ve bunların dönüştürücüleri ve adaptörleri gibi çok çeşitli bileşenlere sahip bir RF iletim hattı ve bir RF güç kaynağı ünitesinden (Power Supply Unit, PSU) oluşur (Turemen, 2017).

Çizelge 1.1. TAEK RFQ projesi tasarım gereksinimleri ve hedef performansları

Gereksinim	Hedef değer	Birim	Yorum
Frekans	352,21	MHz	Tüm sistemin çalışma frekansı
Enerji (E_i)	20	keV	Başlangıç demet enerjisi
Enerji (E_s)	1,3	MeV	Son demet enerjisi
Gerilim	60	kV	RFQ'daki kanatlar arası gerilim
Akım	<1	mA	Demet akımı
PAKS ¹	%0,01		Atmalı işletim
Empedans	50	Ω	Hattın öz empedansı
Harcanan güç Maksimum iletilen güç ²	~65,5 120	kW kW	En büyük Q faktör değerinde

¹PAKS, periyottaki açık kalma süresi (duty cycle).

²Güvenlik faktörü (1,3) ve en kötü durum senaryosu dikkate alınmıştır.

Ayrıca, esnek bir dalga kılavuzu, 135 derece bir dirsek ve bir yönlü bağdaştırıcıdan (directional coupler) oluşan RFQ kovuğundan önce bir 3 1/8" eşeksenli iletim hattı da bulunmaktadır. Son olarak, RF sistemi bir güç bağdaştırıcısı ile sonlanmaktadır. TAEK RFQ hızlandırıcının geometrisinden dolayı, kovuk kanatları boyunca elektrik alan ve duvarlarda manyetik alan oluşması bağdaştırıcı tasarımında endüktif besleme yöntemi seçilmesini gerektirmektedir. Endüktif beslemede birçok RFQ hızlandırıcısında tercih edilen bakır malzemeli ve farklı geometrilere sahip bir halka kullanılmaktadır (Maebara, 2010). RF iletim hattı 50 Ω empedans değerine sahip olduğu için bağdaştırıcının bütün boyutları bu değere eşit olacak şekilde tasarlanmalıdır. TAEK RFQ projesi kapsamında şimdiye kadar, dolaştırıcılı (circulator) ve dolaştırıcısız durumları için RF iletim hattındaki düşük seviye RF güç ölçümleri yapıldı. Bahsedilen durumlar için "Geçiş kaybı" sırasıyla 0,34 dB ve 0,1 dB elde edildi. Ayrıca, RF iletim hattında 50 kW güç seviyesine kadar yüksek güçlü RF ölçümleri gerçekleştirilmiştir (Turemen, 2017a, 2017b).

Temel kavramlar ve bağdaştırıcı sınıflandırması

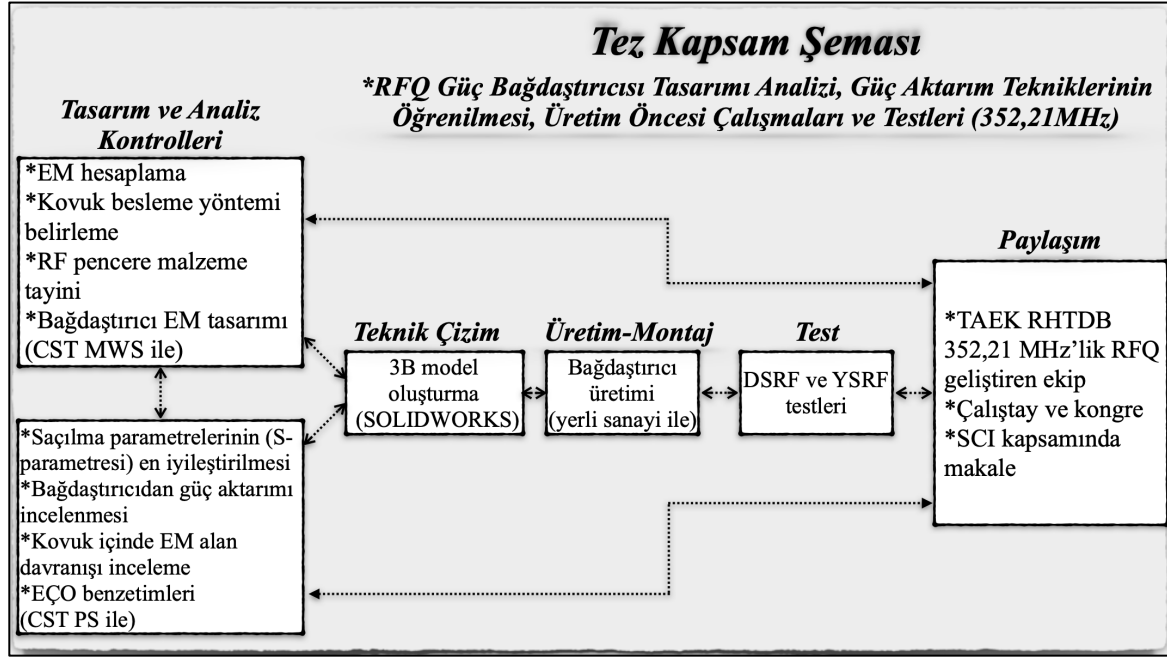
RFQ, yukarıda bahsi geçen karmaşık görevleri yerine getirmek için bir bağdaştırıcıya ihtiyaç duyar. İstenen frekansta çalışan uygun malzeme özelliklerine ve geometriye sahip bu kritik ve pasif RF bileşeni, gücü kovuğa minimum kayıpla yönlendirmek ve kovuğun içinde EM alan indüklemek için kullanılır. Bağdaştırıcının üretim ve testlerinden önce, sistemin davranışını anlayabilmek için uygun yazılım programları yardımıyla ayrıntılı bir tasarım ve gerçeğe en yakın bir şekilde benzetim yapılmalıdır. Daha sonra da bağdaştırıcı üretilerek, uygun araçlar yardımı ile RF testleri yapılmalıdır. Bağdaştırıcılar, ne tür bir alan ile bağdaşacaklarına bağlı olarak ‘manyetik (endüktif)’ veya ‘elektrik (kapasitif)’ olarak sınıflandırılır. Ayrıca bazı özel durumlarda hem elektrik hem de manyetik alan bu hızlandırıcı bileşeni tarafından kovuğa bağdaştırılabilir. Güç iletim hattındaki EM alanın kovuğa besleme işlemi ise bağdaştırıcı ile birlikte kullanılan yarık (slot), halka (loop) ve anten yardımıyla gerçekleştirilir.

Bağdaştırıcılar ayrıca kovuk alanı ile gücün bağdaştırılması için kullanılan geometriye bağlı olarak sınıflandırılır. Bunlar, “dalga kılavuzu”, “eşeksenli” ve “dalga kılavuzu – eşeksenli tipidir”. Bir RF pencere, bağdaştırıcının hava tarafını kovuğun vakum tarafından ayırmak için kullanılır. Bu özel bağdaştırıcıların tasarımı hem duran hem de ilerleyen dalga (TW) olarak farklılık gösteren Nİ veya Sİ olmak üzere kovuk tipine bağlı olarak değişir. Örneğin Sürekli Dalga (Continuous Wave, CW) kipinde çalışan Süperiletken doğrusal hızlandırıcılar: ‘LEP2/SOLEIL, LHC, HERA, TRISTAN/KEKB/BEPC-II, APT ve Cornell ERL injector’ isimli tesislerde kullanılan bağdaştırıcılar eşeksenli; CESR, JLAB FEL tesislerinde kullanılan bağdaştırıcılar ise dalga kılavuzu tipi olarak tasarlanmış ve kullanılmaktadır (Alesini, 2011). LINAC4 RFQ sisteminde kullanılan bağdaştırıcı gücün bir yarık yardımıyla aktarıldığı dalga kılavuzu tipidir (Gerigk, 2011). Bombay’de bulunan BARC RFQ tesisinde ise ‘eşeksenli tipi’ bağdaştırıcı kullanılmıştır (Kumar, 2010). İsrail’de SARAF’ RFQ tesisinde ise ucunda halka kullanılan eşeksenli tipi bağdaştırıcı kullanılmaktadır. Yine Amerika’da Fermi lab hızlandırıcı tesisinde bulunan RFQ için ucunda halka bulunan manyetik besleme yöntemine dayanan eş iki adet bağdaştırıcı kullanılmaktadır (Kazakov, 2014).

Çizelge 1.2. Bağdaştırıcı tasarım seçenekleri (Alesini, 2011; Wangler, 2008: 140)

Seçenekler	Bağdaşma tipi	Yorum(lar)
Dikdörtgen – Dalga kılavuzu (D.K.)	Manyetik (kovuk duvarı üzerinde açılmış yarık/iris)	Daha büyük boyutlar, yüksek güç taşıma kapasitesi, kolay soğutma, basit tasarım. Değişken bağdaştırma zor (β_c , bağdaştırma katsayısını kolayca ayarlama), yüksek frekanslarda (>1 GHz) ve alan genliklerinde tercih edilme, daha fazla ısı kaçağı.
Eşeksenli hat	Manyetik (halka) Elektrik (anten/sonda)	Daha küçük boyutlar ve düşük güç taşıma kapasitesi, değişken bağdaştırma yapmak daha kolay, soğutma daha zor (iç iletken), daha karmaşık tasarım ve düşük ısı kaçağı. Düşük frekanslarda (<1 GHz) tercih edilir. Eşeksenli yapıda Elektron Çığ Oluşumu (EÇO) etkisi seviyelerini kontrol etmek daha kolaydır.
Dikdörtgen D.K. – Eşeksenli hat	Manyetik – bağdaştırma (halka)	

Bağdaştırıcılar güç taşıma kapasitesi, soğutma, tasarım, ısı sızıntısı, soğutma işlemi gibi parametrelere bağlı olarak bazı avantaj ve dezavantajlara sahiptir (Çizelge 1.2). Bu tez çalışmasının ilk kısmında, kovuk içerisine güç besleme yöntemi belirlenerek 352,21 MHz frekansta çalışan bir eşeksenli güç bağdaştırıcısının tasarımı ve 3-boyutlu EM benzetimleri anlatılmıştır. Harici kalite faktörü, bağdaşma halkası üzerinde ki güç kaybı, bağdaştırma katsayısı ve saçılma parametreleri (S-parametreleri) gibi bağdaştırıcının RF özellikleri ele alınmıştır. Geometrik parametreler CST benzetim yazılımının "Microwave Studio" (CST MWS) çözücüsü kullanılarak en iyileştirilmiştir (CST, 2018). Ayrıca, yüksek vakumun eşeksenli dalga kılavuzundaki atmosfer basıncından ayrılması için kullanılan çeşitli yalıtkan pencere malzemeleri ve geometrileri tartışılmıştır. Bir halka bağdaştırıcının içinden enerji aktarım oranını belirleyen bağdaşma katsayısı RFQ içerisindeki halka anteninin girinim uzunluğu ve dönme açısını değiştirilerek ayarlanabilir. Bu iki parametrenin bağdaştırıcının bağdaşma katsayısı ve RF özellikleri üzerindeki etkileri incelenmiştir. Ek olarak, CST "Particle Studio" (CST PS) çözücüsü kullanılarak bağdaştırıcı için EÇO benzetimleri gerçekleştirilmiştir ve bu olayın gerçekleşmesine neden olan RF güç seviyeleri belirlenmiştir. Ayrıca teknik çizimi yapılarak ülkemizde üretilebilir formata kavuşturulan bağdaştırıcının üretim ve montajı anlatılacaktır. Son olarak, bağdaştırıcının Düşük Seviye RF (DSRF-LLRF, Low-Level Radio Frequency) güç testleri yapılmıştır.



Şekil 1.2. Tez kapsam şeması

Tez çalışması, tasarım ve analiz ile üretim-montaj ve test sonuçları birbiri ile bağlantılı olduğundan Şekil 1.2’de gösterildiği gibi iç içe geçmiş tekrarlı çalışmaları içermektedir. Bağdaştırıcı için 352,21 MHz frekansının seçilmesinin sebebi ise TAEK’de bulunan bir RFQ hızlandırıcı sisteminde test ve deneylerinin yapılabilmesinin mümkün olmasıdır. RF hızlandırıcılarda önemli bir bileşen olan bağdaştırıcıyı anlamak için ilk önce mikrodalga mühendisliğine giriş ve temel uygulamalarına kısa bir genel bakış sunulacaktır. Ardından tez boyunca ihtiyaç duyulan bazı temel EM teori konularından bahsedilecektir. Bir dalganın belirli sınır koşullarına sahip ortam içerisinde nasıl davranabileceğini ve ne tür EM yapı kiplerinin gözlenebileceğini anlamak için güç iletim hatlarında ilerleyen dalgaların teorisinden bahsedilecektir. Eşeksenli hat teorisinden daha ayrıntılı bahsedilecektir, bu bağlamda Enine EM (Transverse Electromagnetic, TEM) kipi dalga yayılımı tartışılacaktır. Bunun için iletim hattı toplu eleman devre modelinden başlanacaktır. RF mühendisliği alanındaki en yaygın ölçüm görevlerinden biri olan mikrodalga devre analizi ve saçılma parametreleri anlatılacaktır. Ardından, doğrusal hızlandırıcı uygulaması için önemli olan mikrodalgalar ve mikrodalga sistemleri alanındaki bazı genel başlıkları ele alacağız. Bunun için bir RF doğrusal hızlandırıcıdaki en temel elemanı oluşturan rezonans kovuğunu tanımlayacağız ve Şönt rezonant devre modeli ile açıklayacağız. Dahası, rezonant devre modeli ve kovuk teorisinden bahsedeceğiz. Tez çalışmasının temel konusu olan hızlandırma kovuğuna güç bağdaştırmayı tanımlayıp, teorisi ile birlikte ayrıntılı olarak inceleyeceğiz.

2. KURAMSAL TEMELLER

Kuramsal temeller kısmında ilk olarak tez boyunca ihtiyaç duyacağımız temel EM teori ile başlayalım. Ayrıca, bu kısım son olarak hızlandırıcı bileşenlerinin EM tasarımında önemli olan ve dikkate alınması gereken EÇO etkisini ele alarak kuramsal temeller bölümü tamamlanacaktır.

2.1. Elektromanyetik Teori

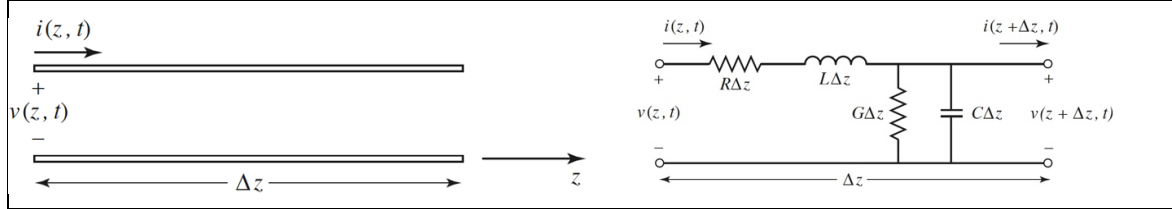
RF ve mikrodalga mühendisliği alanı genellikle frekansı 100 MHz ile 1000 GHz aralığında olan alternatif akım (AC) sinyallerin davranışını kapsar. Mikrodalga terimi tipik olarak 3 – 300 GHz arasındaki frekans değerleri için kullanılır ve bu frekans aralığına karşılık gelen elektriksel dalga boyu aralıkları ise sırasıyla 10 cm ve 1 mm'dir ($\lambda = c/f$). RF ve mikrodalga için yaklaşık frekans bantları, orta frekans $\rightarrow 300 \text{ kHz} - 3 \text{ MHz}$, yüksek frekans (high frequencies, HF) $\rightarrow 3 - 30 \text{ MHz}$, çok yüksek frekans (Very high frequencies, VHF) $\rightarrow 30 - 300 \text{ MHz}$ ve Ultra yüksek frekans (Ultra-high frequencies, UHF) $\rightarrow 300 - 3000 \text{ MHz}$ olarak bilinir. Ayrıca, L bandı $\rightarrow 1 - 2 \text{ GHz}$, S bandı $\rightarrow 2 - 4 \text{ GHz}$, C bandı $\rightarrow 4 - 8 \text{ GHz}$, X bandı $\rightarrow 8 - 12 \text{ GHz}$, Ku bandı $\rightarrow 12 - 18 \text{ GHz}$, K bandı $\rightarrow 18 - 26 \text{ GHz}$, Ka bandı $\rightarrow 26 - 40 \text{ GHz}$, U bandı $\rightarrow 40 - 60 \text{ GHz}$, E bandı $\rightarrow 60 - 90 \text{ GHz}$, W bandı $\rightarrow 75 - 110 \text{ GHz}$, F bandı $\rightarrow 90 - 140 \text{ GHz}$ frekans aralıklarındadır. Devre teorisindeki toplu devre elemanları (lumped circuit) yakıştırmalarının yüksek RF ve mikrodalga frekanslarında (ve kısa dalga boylarında) geçerli olmamasından dolayı, olağan devre teorisi genellikle Mikrodalga devre problemlerinin çözümü için kullanılamıyor. Mikrodalga bileşenlerin boyutları elektriksel dalga boyu mertebesinde olduğundan, bu bileşenler genellikle cihazın geometrik boyutları boyunca gerilim veya akım fazının fazlaca değiştiği dağıtılmış elemanlar olarak davranır. Çok düşük frekanslarda ise dalga boyu cihaz üzerinde önemli bir faz değişimine neden olmaz. Radar sistemleri, kablosuz ağlar ve iletişim sistemleri, kablosuz güvenlik sistemleri, çevresel uzaktan algılama gibi bilimsel uygulamalar ve *parçacık hızlandırıcıları* Mikrodalga mühendisliğinin temel uygulama alanları arasında gösterilir.

2.2. Güç İletim Hattı Teorisi

İletim hattı teorisi, mikrodalga cihazlarının analizinde önem taşır. İletim hatlarındaki dalga yayılımı, devre teorisi veya Maxwell denklemleri ile ele alınabilir.

2.2.1. İletim hattı için toplu eleman devre modeli

Bir iletim hattı, her zaman en az iki iletkenle sahip olduğundan genellikle iki telli bir hat gibi temsil edilir (Şekil 2.2 sol).



Şekil 2.1. İletim hattının diferansiyel uzunluğu için; Sol: Gerilim ve akım tanımları. Sağ: Toplu elemanlı eşdeğer devresi

Şekil 2.1. sol'da hattın Δz sonsuz uzunluklu parçası, Şekil 2.1 sağ'da ki gibi bir toplu eleman devresi ile modellenilebilir. R , tek tek iletkenlerin sonlu iletkenliği nedeniyle, her iki iletken için birim uzunluk başına seri direnci (Ω/m) ve L , iki iletkenin toplam öz endüktansı, her iki iletken için birim uzunluk başına seri endüktansı (H/m) temsil eder. G , birim uzunluk başına Şönt iletkenlik (S/m), iletkenler arasındaki malzemedeki dielektrik kayıptan kaynaklanır. C , birim uzunluk başına paralel kapasitans (S/m), iki iletkenin yakınlığına bağlıdır. R ve G kaybı temsil eder. Kirchhoff gerilim ve akım yasalarının uygulanması ile "telgrafçı denklemleri" olarak da bilinen zamana bağlı iletim hattı denklemleri elde edilir:

$$\partial v(z, t) / \partial z = -Ri(z, t) - L \partial i(z, t) / \partial t \quad (2.1a)$$

$$\partial i(z, t) / \partial z = -Gv(z, t) - C \partial v(z, t) / \partial t \quad (2.1b)$$

Sinüzoidal durağan – durum koşulu için kosinüs tabanlı fazörler ile bu eşitlikler:

$$dV(z)/dz = -(R + j\omega L)I(z) \quad (2.2a)$$

$$dI(z)/dz = -(G + j\omega C)V(z) \quad (2.2b)$$

olarak sadeleşir ve doğrusal, eş yönlü, homojen bir bölgede, Maxwell'in fazör biçimli dönele denklemleri ($\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$, $\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega\epsilon\vec{E}$) ile benzerdir (Pozar, 2012: 48-50).

2.2.2. İletim hattında dalga yayılımı

α "zayıflama sabiti" ve β "faz sabiti" olmak üzere, bir ortam için frekansın bir fonksiyonu olan karmaşık yayılma sabiti, $\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$, ile hesaplanır ve Eş. 2.2a ve 2.2b'deki $V(z)$ ve $I(z)$ için dalga denklemlerini verecek şekilde çözülerek:

$$d^2V(z)/dz^2 = -\gamma^2 V(z) = 0 \quad (2.3a)$$

$$d^2I(z)/dz^2 = -\gamma^2 I(z) = 0 \quad (2.3b)$$

denklemleri elde edilir. $e^{-\gamma z}$ terimi +z, $e^{\gamma z}$ terimi ise -z yönünde dalga yayılımını temsil ederken Eş. 2.3'ün ilerleyen dalga çözümleri aşağıdaki gibi bulunur:

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{\gamma z}, \quad I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{\gamma z} \quad (2.4)$$

Eş. 2.4 gerilim ifadesini Eş. 2.2a'da yerine koyarak, hattaki akım ifadesi elde edilebilir:

$$I(z) = \gamma/(R + j\omega L)(V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{\gamma z}) \quad (2.5)$$

Eş. 2.4 akım ifadesi ile karşılaştırma yapıldığında, hattaki gerilim ve akımı $V_0^+/I_0^+ = Z_0 = -V_0^-/I_0^-$ olacak şekilde ilişkilendiren, hattın öz empedansı, Z_0 , aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$Z_0 = (R + j\omega L/\gamma)\sqrt{(R + j\omega L)/(G + j\omega C)} \quad (2.6)$$

Eş. 2.4 akım ifadesi, $I(z) = (V_0^+/Z_0)e^{-\gamma z} - (V_0^-/Z_0)e^{\gamma z}$ olarak yeniden yazılır. Hattın dalga boyu $\lambda = 2\pi/\beta$ ve faz hızı $v_p = \omega/\beta = \lambda f$ 'dir. Yine zaman alanında, $\phi^\pm$, karmaşık gerilim $V^\pm$ 'nin faz açısı olmak üzere, gerilim dalga formu için çözüm elde edilir. Bu genel iletim hattı içindir, yayılma sabiti ve öz empedansın ki karmaşıktır (Pozar, 2012: 50):

$$v(z, t) = |V_0^+| \cos(\omega t - \beta z + \phi^+) e^{-\alpha z} + |V_0^-| \cos(\omega t + \beta z + \phi^-) e^{\alpha z} \quad (2.7)$$

2.2.3. Kayıpsız iletim hattı

Birçok pratik durumda, hattın kaybı küçüktür ve bu nedenle ihmal edilebilir. Karmaşık yayılma sabiti ifadesinde $R = G = 0$ konularak, bu sabit için $\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{LC}$ ifadesi

ya da $\beta = \omega\sqrt{LC}$ ve $\alpha = 0$ elde edilir. Kayıpsız bir hat için beklendiği gibi zayıflama sabiti sıfırdır ve Eş. 2.6'daki öz empedans gerçel bir sayı $Z_0 = \sqrt{L/C}$ olarak sadeleşir. Hattın dalga boyu $\lambda = 2\pi/\beta = 2\pi/\omega\sqrt{LC}$ ve faz hızı $v_p = \omega/\beta = 1/\omega\sqrt{LC}$ olarak yazılır. Kayıpsız hattaki gerilim ve akım için genel çözümler şu şekilde yazılabilir (Pozar, 2012: 51).

$$V(z) = V_0^+ e^{-j\beta z} + V_0^- e^{j\beta z} \quad (2.8a)$$

$$I(z) = (V_0^+/Z_0) e^{-j\beta z} - (V_0^-/Z_0) e^{j\beta z} \quad (2.8b)$$

2.2.4. İletim hatları için alan analizi

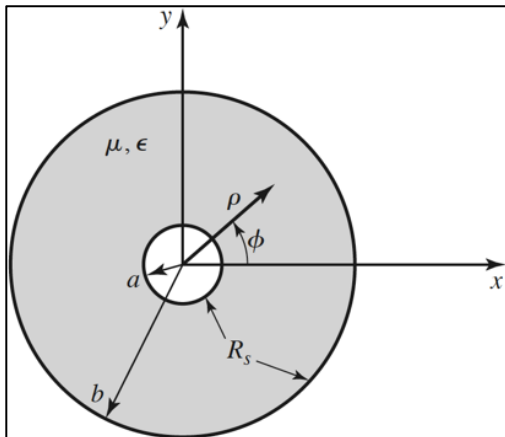
Bu bölümde iletim hattı parametreleri (R, L, G, C), hattın elektrik ve manyetik alanları cinsinden çıkarılıp, sonra eşeksenli hat özel durumu için bu parametreler kullanılarak "telgrafçı denklemleri" türetilenektir.

Eşeksenli iletim hattı parametreleri

Öncelikle hatta depolanan manyetik ve elektrik enerji, öz endüktans, kapasitans, birim uzunluk başına güç kaybı temel iletim hattı parametreleri ekler kısmında mevcuttur. Şekil 2.2'deki hatta ilerleyen TEM dalgasının alanları aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\vec{E} = V_0 \hat{\rho} / (\rho \ln b/a) \quad (2.9a)$$

$$\vec{H} = I_0 \hat{\phi} / (2\pi\rho) e^{-\gamma z} \quad (2.9b)$$



Şekil 2.2. İç ve dış iletkenlerde yüzey direnci R_s olan bir eşeksenli hattın geometrisi

İletkenlerin bir R_s yüzey direncine ve iletkenler arasındaki malzemenin $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ elektrik ve $\mu = \mu_0\mu_r$ manyetik geçirgenliğine sahip olduğu varsayılmaktadır. Bir iletim hattı için birim uzunluk başına öz endüktans, $L = \mu/|I_0|^2 \int_S \vec{H} \cdot \vec{H}^* ds$ [H/m] ve paralel iletkenlik, $G = \omega\epsilon''\mu/|V_0|^2 \int_S \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds$ [S/m] ifadeleri kullanılarak ve alan ifadelerinden a ve b sırasıyla iç ve dış iletkenlerin yarıçapı olmak üzere eşeksenli bir hattın parametreleri aşağıdaki şekilde hesaplanabilir (Pozar, 2012: 51-53):

$$L = \frac{\mu}{(2\pi)^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\rho=a}^b \frac{1}{\rho^2} \rho d\rho d\phi = \frac{\mu}{2\pi} \ln b/a \text{ [H/m]} \quad (2.10a)$$

$$C = \frac{\epsilon'}{(\ln b/a)^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\rho=a}^b \frac{1}{\rho^2} \rho d\rho d\phi = \frac{2\pi\epsilon'}{\ln b/a} \text{ [F/m]} \quad (2.10b)$$

$$R = \frac{R_s}{(2\pi)^2} \left\{ \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{1}{a^2} a d\phi + \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{1}{b^2} b d\phi \right\} = \frac{R_s}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \text{ [\Omega/m]} \quad (2.10c)$$

$$G = \frac{\omega\epsilon''}{(\ln b/a)^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\rho=a}^b \frac{1}{\rho^2} \rho d\rho d\phi = \frac{2\pi\epsilon''}{\ln b/a} \text{ [S/m]} \quad (2.10d)$$

Eşeksenli hat alan analizinden türetilen telgrafçı denklemleri

Devre teorisi kullanılarak türetilen Eş. 2.2'deki telgrafçı denklemleri Maxwell denklemlerinden de elde edilebilir. Şekil 2.2'deki eşeksenli hat geometrisi göz önüne alınarak hat üzerindeki TEM dalgası $E_z = H_z = 0$ ile nitelendirilecektir. Ayrıca, azimutal simetriden dolayı, alanların ϕ değişimi yoktur, bu yüzden $\partial/\partial\phi = 0$ olur. Ortamın elektrik geçirgenliği $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ ve bu kayıp kabul edilerek dielektrik doluma izin verilir. Eşeksenli hattaki alanlar Maxwell denklemlerini sağlar (Maxwell'in fazör biçimindeki dönele denklemleri) ve bu denklemlerin açılımı aşağıdaki iki vektör denklemini verir:

$$-\hat{\rho} = \frac{\partial E_\phi}{\partial z} + \phi \frac{\partial E_\rho}{\partial z} + \hat{z} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\phi) = -j\omega\mu(\rho H_\rho + \phi H_\phi) \quad (2.11a)$$

$$-\hat{\rho} = \frac{\partial H_\phi}{\partial z} + \phi \frac{\partial H_\rho}{\partial z} + \hat{z} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\phi) = -j\omega\epsilon(\rho E_\rho + \phi E_\phi) \quad (2.11b)$$

Burada $\hat{z}$ bileşenlerinin 0 olması gerektiğinden, E_ϕ ve H_ϕ için aşağıdaki biçimler elde edilir.

$$E_\phi = f(z)/\rho, \quad H_\phi = g(z)/\rho \quad (2.12)$$

$\rho = a$, b'de $E_\phi = 0$ sınır koşulu sağlanması için E_ϕ 'nin Eş. 2.12'deki formundan dolayı $E_\phi = 0$ elde edilmelidir. Eş. 2.11a'nın $\hat{\rho}$ bileşeninden $H_\rho = 0$ olur. Bu sonuçlardan;

$$\partial E_\rho / \partial z = -j\omega\mu H_\phi \quad (2.13a)$$

$$\partial H_\phi / \partial z = -j\omega\epsilon E_\rho \quad (2.13b)$$

Eş. 2.11 bu şekilde sadeleşir. Eş. 2.12 ve 2.13a'da ki H_ϕ biçiminden $E_\rho = h(z)/\rho$ olmalıdır. Bu ve Eş. 2.12'de ki H_ϕ 'nin kullanılması aşağıdaki eşitlikleri verir:

$$\partial h(z) / \partial z = -j\omega\mu g(z) \quad (2.14a)$$

$$\partial g(z) / \partial z = -j\omega\epsilon h(z) \quad (2.14b)$$

İki iletken arasındaki gerilim ifadesi ve Eş. 2.12'de ki H_ϕ biçimi kullanılarak $\rho = a$ 'daki iç iletken üzerindeki toplam akım aşağıdaki denklemler ile hesaplanabilir:

$$V(z) = \int_{\rho=a}^b E_\rho(\rho, z) d\rho = h(z) \int_{\rho=a}^b d\rho/\rho = h(z) \ln(b/a) \quad (2.15a)$$

$$I(z) = \int_{\phi=0}^{2\pi} H_\phi(a, z) a d\phi = 2\pi g(z) \quad (2.15b)$$

Böylece $h(z)$ ve $g(z)$ Eş. 2.14'den çıkarılır ve Eş. 2.15 yardımıyla:

$$\partial V(z)/\partial z = -j\{\omega\mu \ln(b/a)\}/2\pi I(z) \quad (2.16a)$$

$$\partial I(z)/\partial z = -j\omega(\epsilon' - j\epsilon'')2\pi V(z)/\ln(b/a) \quad (2.16b)$$

gerilim ve akım ifadeleri bulunur. Eşeksenli hat için önceden türetilen L, G ve C kullanılarak;

$$\partial V(z)/\partial z = -j\omega LI(z) \quad (2.17a)$$

$$\partial I(z)/\partial z = -(G + j\omega C)V(z) \quad (2.17b)$$

telgrafçı denklemleri elde edilir. Eşeksenli hattın iç ve dış iletkenlerinin mükemmel iletkenliğe sahip olduğu varsayıldığından bu sonuçlar seri R direncini içermemektedir (Pozar, 2012: 54-55).

Kayıpsız eşeksenli hat için yayılma sabiti, empedans ve güç akışı

Eş. 2.13a ve 2.13b'nin E_ρ (veya H_ϕ) için dalga denklemi türetmek amacıyla ortak çözülerek:

$$\partial^2 E_\rho / \partial z^2 + \omega^2 \mu \epsilon E_\rho = 0 \quad (2.18)$$

denklemi elde edilir. Yayılma sabiti $\gamma^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ olur ve kayıpsız ortam için $\beta_g = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \omega \sqrt{LC}$ ile sadeleşir. Bu yayılma sabiti kayıpsız bir dielektrik ortamdaki düzlem dalgalar ile aynı biçimde olur ve bu TEM hatları için genel sonuçtur. Eşeksenli hat için dalga empedansı $Z_w = E_\rho / H_\phi$ ile tanımlanır ve Eş. 2.35a'dan $e^{-j\beta z}$ bağımlılığı varsayılarak:

$$Z_w = E_\rho / H_\phi = \omega \mu / \beta = \sqrt{\mu / \epsilon} = \eta \quad (2.19)$$

şeklinde yazılır. Bu dalga empedansının ortamın iç empedansı, η ile aynı olduğu ve TEM hatları için genel bir sonuç olduğu görülmektedir. Eşeksenli iletim hattının öz empedansı:

$$Z_0 = V_0 / I_0 = E_\rho \ln(b/a) / 2\pi H_\phi = \eta \ln(b/a) / 2\pi = \sqrt{\mu / \epsilon} \ln(b/a) / 2\pi \quad (2.20)$$

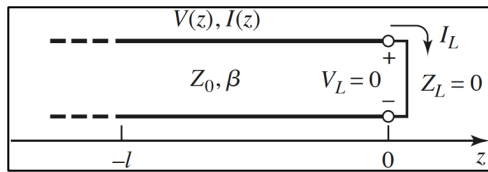
dır. Öz empedans geometriye bağlıdır ve diğer iletim hattı yapıları için farklı olacaktır. Son olarak, eşeksenli hat üzerindeki (z yönünde) güç akışı Poynting vektöründen hesaplanabilir:

$$P = \frac{1}{2} \int_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{s} = \frac{1}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\rho=a}^b \frac{V_0 I_0^*}{2\pi \rho^2 \ln(b/a)} \rho d\rho d\phi = \frac{1}{2} V_0 I_0^* \quad (2.21)$$

Bu sonuç devre teorisi ile tam uyumludur ve bu bir hattaki güç akışının tamamen iki iletken arasındaki elektrik ve manyetik alanlar ile sağlandığını, ayrıca gücün iletkenlerin kendileri tarafından iletilmediğini göstermektedir. (Pozar, 2012: 56).

2.2.5. Sonlandırılmış kayıpsız iletim hattı

Şekil 2.3, keyfi yük empedansı, Z_L ile sonlandırılmış kayıpsız bir hattı göstermektedir. $z < 0$ 'da bir kaynaktan $V_0^+ e^{-\beta z}$ formunda gelen bir dalganın üretildiğini varsayalım. Böyle bir ilerleyen dalga için gerilimin akıma oranının, hattın öz empedansı, Z_0 , olduğu görülmüştü.



Şekil 2.3. Z_L yük empedansı ile sonlandırılmış iletim hattı

İletim hattı keyfi $Z_L \neq Z_0$ yükü ile sonlandırıldığında, yükteki gerilimin akıma oranı Z_L olmalıdır. Dolayısıyla, yansıyan bir dalga bu koşulu sağlamak için uygun genlikle uyarılmalıdır. Hattaki toplam gerilim ve benzer olarak toplam akım, gelen ve yansıyan dalgaların toplamı olarak;

$$V(z) = V_0^+ e^{-j\beta z} + V_0^- e^{j\beta z} \quad (2.22a)$$

$$\partial I(z)/\partial z = -(G + j\omega C)V(z) \quad (2.22b)$$

şeklinde Eş. 2.8a ve 2.8b'deki gibi yazılabilir. Yükteki toplam gerilim ve akım yük empedansı ile ilgilidir, bu yüzden $z = 0$ 'da aşağıdaki Z_L eşitliği sağlanmak zorundadır ve bu eşitlikten Yansıyan dalganın gerilim ifadesi elde edilir.

$$Z_L = V_0/I_0 = (V_0^+ + V_0^-)/(V_0^+ - V_0^-)Z_0 \quad (2.23a)$$

$$V_0^- = (Z_L - Z_0)/(Z_L + Z_0)V_0^+ \quad (2.23b)$$

Yansıyan dalganın gerilim ya da elektrik alan genliğinin ilerleyen dalganın genliğine oranı *gerilim yansıma katsayısı*, Γ , ile tanımlanır (Pozar, 2012: 56-59; Wendt, 2017):

$$\Gamma = \frac{\text{yansıyan dalganın E alanı}}{\text{ilerleyen dalganın E alanı}} = \frac{V_0^-}{V_0^+} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (2.24)$$

İletim hattındaki toplam gerilim ve akım dalgaları böylece aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$V(z) = V_0^+ (e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}) \quad (2.25a)$$

$$I(z) = V_0^+ / Z_0 (e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}) \quad (2.25b)$$

Hattaki gerilim ve akımın gelen ve yansıyan bir dalganın üst üste binmesinden oluştuğu görülür; bu tür dalgalara *duran-dalga* denir. Sadece $\Gamma = 0$ durumunda yansıyan dalga yoktur ve $\Gamma = 0$ durumunu elde etmek için Eş. 2.24'den görüldüğü gibi Z_L yük empedansının iletim hattının Z_0 öz empedansına eşit olması gerekir. Gelen dalgada yansıma olmadığı için yük hat ile eşleştirilir. Eş. 2.14 ile hat boyunca z noktasındaki güç akışının zamanda ortalaması:

$$P_{ort} = 0,5 \text{Re}\{V(z)I(z)^*\} = |V_0^+|^2 / Z_0 \text{Re}\{1 - \Gamma^* e^{-2j\beta z} + \Gamma e^{2j\beta z} - |\Gamma|^2\} \quad (2.26)$$

şeklinde yazılabilir. Küme parantezleri içinde ortadaki iki terim $A - A^* = 2j\text{Im}\{A\}$ biçimindedir ve tamamen sanaldır. Bu durumda Eş. 2.26 aşağıdaki gibi sadeleştirilebilir:

$$P_{ort} = 0,5 |V_0^+|^2 / Z_0 \{1 - |\Gamma|^2\} \quad (2.27)$$

Bu ifade ortalama güç akışının hattın her noktasında sabit olduğunu ve yüke aktarılan toplam gücün (P_{ort}), gelen güç ($|V_0^+|^2 / 2Z_0$) ile yansıyan gücün ($|V_0|^2 |\Gamma|^2 / 2Z_0$) farkına eşit olduğunu göstermektedir. $\Gamma = 0$ durumunda yüke maksimum güç aktarılır, $\Gamma = 1$ durumunda üreticiden yüke hiç güç aktarılamaz. İletim hattındaki süreksizlikten dolayı (örneğin empedans) sinyal içinde güç kaybı olur. Bu kayıp "*geri dönüş kaybı*" olarak adlandırılır ve dB cinsinden verilir:

$$RL = -20 \log |\Gamma| \text{ [dB]} = 10 \log (P_{ilet} / P_{yans}) = P_{ilet} \text{ [dBm]} - P_{yans} \text{ [dBm]} \quad (2.28)$$

P_{ilet} ve P_{yans} sırasıyla hatta kaynak tarafından iletilen ve yükten yansıyan gücü ifade eder. Genellikle bir mikrodalga sisteminde iki güç seviyesi P_1 ve P_2 oranı desibel (dB) olarak ifade edilir ve bu güç kazancı ya da kaybının bir dizi bileşenler boyunca hesaplanmasını kolaylaştırır. Örneğin, 6 dB zayıflatıcıdan ve devamında 23 dB'lik bir yükselticiden geçen bir sinyal, toplam $23 - 6 = 17$ dB kazanç elde edecektir. Eş. 2.28'de, 2 değerine eşit olan bir güç oranı (P_{ilet}/P_{yans}) 3 dB değerine eşittir ve aynı şekilde 0,1'lik bir güç oranı -10 dB değerine eşittir. Desibeller yalnızca güç oranlarını göstermek için kullanılır, fakat eğer $P_1 = V_1^2/R_1$ ve $P_2 = V_2^2/R_2$ ise böylece gerilim oranları cinsinden güç oranı $10\log(V_1^2 R_2 / V_2^2 R_1) = 20\log V_1 / V_2 \sqrt{R_2 / R_1}$ [dB] olur. Buradaki R_1 , R_2 , yük dirençleridir ve V_1, V_2 , bu yüklerde görünen gerilimlerdir. Eğer yük dirençleri eşit ise bu ifade $20\log V_1 / V_2$ [dB] şeklinde sadeleşir. Mutlak güç, bir referans güç seviyesi varsa, ayrıca dBm simgelenimi ile de ifade edilebilir. Eğer $P_2 = 1 \text{ mW}$ ise P_1 gücü dBm cinsinden $10\log P_1 / 1 \text{ mW}$ [dBm] olarak ifade edilir. Böylece 1 mW'lık bir güç 0 dBm'ye eşittir, 1 W'lık bir güç ise 30 dBm'ye eşdeğerdir. Eş. 2.28'de gelen gücün tamamının yansıdığı durumunda ($|\Gamma| = 1$) 0 dB geri dönüş kaybı varken, eşleşmiş bir yük durumunda ($|\Gamma| = 0$) ∞ dB geri dönüş kaybı vardır (yansıyan güç yoktur). Eğer yük hat ile eşleşmiş ise $\Gamma = 0$ ve hattaki gerilimin genliği $|V(z)| = |V_0^+|$ ifadesine eşittir (sabit düz hat olarak adlandırılabilir). Fakat yük eşleşmemişse yansıyan dalganın varlığı duran-dalgalara neden olur. Bu yüzden Eş. 2.25a'dan $l = -z$, $z = 0$ 'daki yükten ölçülen pozitif uzaklık ve θ ise yansıma katsayısının fazı ($\Gamma = |\Gamma|e^{j\theta}$) olmak üzere aşağıdaki ifade edilir:

$$|V(z)| = |V_0^+| |1 + \Gamma e^{2j\beta z}| = |V_0^+| |1 + \Gamma e^{-2j\beta l}| = |V_0^+| |1 + |\Gamma| e^{j(\theta - 2\beta l)}| \quad (2.29)$$

Bu sonuç gerilimin genliğinin hat boyunca z konumu ile salındığını gösterir. En yüksek değer, faz terimi $e^{j(\theta - 2\beta l)} = 1$ olduğunda elde edilir ve bu durumda $V_{max} = |V_0^+|(1 + |\Gamma|)$ ile verilirken, faz terimi $e^{j(\theta - 2\beta l)} = -1$ olduğu zaman ise en küçük değer elde edilir ve $V_{min} = |V_0^+|(1 - |\Gamma|)$ ile verilir. $|\Gamma|$ değeri arttıkça V_{max} değerinin V_{min} 'e oranı artar, bu yüzden hattın uyumsuzluğunun ölçüsü "*duran dalga oranı*" (Standing Wave Ratio-SWR):

$$SWR = V_{max}/V_{min} = (1 + |\Gamma|)/(1 - |\Gamma|) \quad (2.30)$$

şeklinde tanımlanır. Bu nicelik "*gerilim duran dalga oranı*" olarak da bilinir ve bazen VSWR (Voltage Standing Wave Ratio) ile kısaltılır ve ölçülen en büyük ve en küçük gerilimlerin

oranı olarak tanımlanır (Pozar, 2012: 56-59; Wendt, 2017). (2.30)'dan $SWR = 1$ 'in eşleşmiş bir yükü gösterdiği durumda, $1 \leq SWR \leq \infty$ olacak şekilde SWR 'nin gerçel bir sayı olduğu görülür. Eş. 2.29'dan, λ hattaki dalga boyu olmak üzere bir tepe ve bir çukur arasındaki uzaklık $l = \pi/2\beta = \lambda/4$ iken, birbirini izleyen iki gerilim tepesi (veya çukuru) arasındaki mesafe $l = 2\pi/2\beta = \pi\lambda/2\beta = \lambda/2$ olduğu görülür. Eş. 2.24'deki yansıma katsayısı, yükteki ($l = 0$) yansıyan ve gelen gerilim dalga genliklerinin oranı olarak tanımlanmıştır. Bu nicelik hat boyunca herhangi bir l noktası için aşağıdaki ifadeye genelleştirilebilir ve Eş. 2.23a'dan, $z = -l$ olmak üzere, yansıyan bileşenin gelen bileşene oranı:

$$\Gamma(l) = (V_0^- e^{-j\beta l}) / (V_0^+ e^{j\beta l}) = \Gamma(0) e^{-2j\beta l} \quad (2.31)$$

şeklinde elde edilir. $\Gamma(0)$, Eş. 2.24'de verildiği gibi $z = 0$ 'da yansıma katsayısıdır. Bu sonuç hat boyunca yük uyumsuzluğunu dönüştürmek için yararlıdır. Kayıpsız bir hat için hat boyunca akan gücün sabit olduğunu fakat gerilim genliğinin, en azından uyumsuz bir hat için, hat üzerinde konuma göre salındığı görülür. Böylece hat boyunca görülen empedans konumla değişebilir ve aslında gerçekte olan durum da budur. Eş. 2.25 kullanılarak, yükten $l = -z$ uzaklığında yük doğru bakıldığında görülen empedans aşağıdaki gibidir:

$$Z_{in} = \frac{V(-l)}{I(-l)} = \frac{V_0^+ (e^{j\beta l} + \Gamma e^{-j\beta l})}{V_0^+ (e^{j\beta l} - \Gamma e^{-j\beta l})} Z_0 = \frac{1 + \Gamma e^{-2j\beta l}}{1 - \Gamma e^{-2j\beta l}} Z_0 \quad (2.32)$$

Eş. 2.32'deki Γ için Eş. 2.24 kullanılarak daha kullanışlı bir form elde edilebilir:

$$\begin{aligned} Z_{in} &= Z_0 \frac{(Z_L + Z_0)e^{j\beta l} + (Z_L - Z_0)e^{-j\beta l}}{(Z_L + Z_0)e^{j\beta l} - (Z_L - Z_0)e^{-j\beta l}} = Z_0 \frac{Z_L \cos(\beta l) + jZ_0 \sin(\beta l)}{Z_0 \cos(\beta l) + jZ_L \sin(\beta l)} \\ &= Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta l)} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Bu, herhangi bir yük empedansına sahip hattın bir uzunluğu için giriş empedansını veren önemli bir sonuçtur ve hattın empedans eşitliği olarak adlandırılır. Kayıpsız sonlandırılmış hatların özel bir durumu olarak, öz empedansı Z_0 olan bir hattın farklı Z_1 öz empedansına sahip başka bir hattı beslediğini göz önüne alalım. Yük hattı sonsuz uzunlukta ise ya da kendi öz empedansında sonlandırılıyorsa hattın uzak ucunda yansıma olmayacaktır. Bu durumda besleme hattı tarafından görülen giriş empedansı Z_1 'dir ve yansıma katsayısı $\Gamma = (Z_1 - Z_0)/(Z_1 + Z_0)$ şeklinde yazılır. Gelen dalganın tamamı yansımaz, bir kısmı bir iletim

katsayısı tarafından verilen bir gerilim genliği ile ikinci hatta iletilir. Bu gerilim ise V_0^+ , besleme hattındaki gelen gerilim dalgasının genliği olmak üzere, Eş. 2.25'den $z < 0$ için aşağıdaki gibi yazılır:

$$V(z) = V_0^+(e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}), \quad z < 0 \quad (2.34)$$

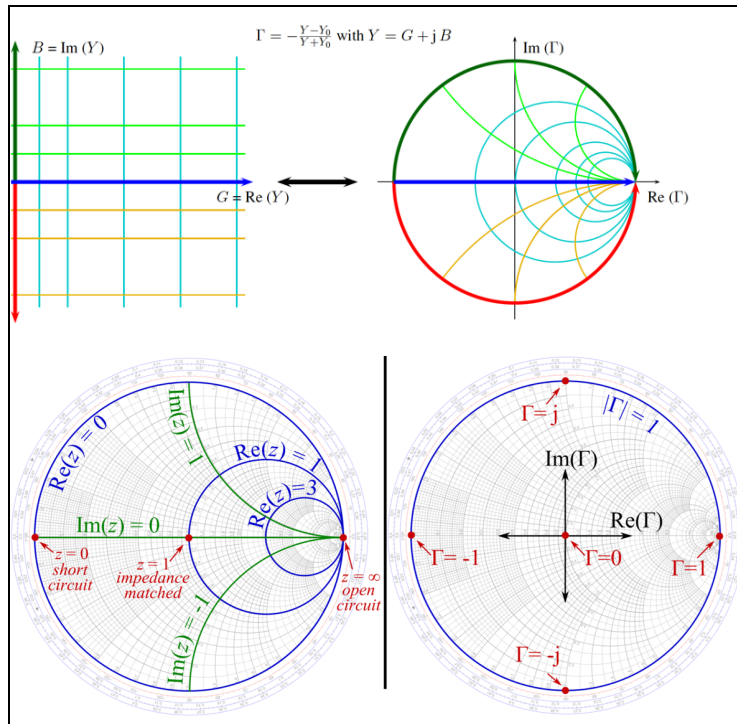
$z > 0$ için gerilim dalgası, yansımaların yokluğunda, ilerleyendir ve $V(z) = V_0^+ T_i e^{-j\beta z}$ olarak yazılabilir. Bu ifadelerin $z = 0$ 'da eşitlenmesi ile T_i , iletim katsayısı elde edilir:

$$T_i = 1 + \Gamma = 1 + (Z_1 - Z_0)/(Z_1 + Z_0) = 2Z_1/(Z_1 + Z_0) \quad (2.35)$$

Bir devredeki iki nokta arasındaki iletim katsayısı genellikle dB cinsinden "geçiş kaybı" olarak ifade edilir ve $IL = -20 \log |T_i|$ [dB] şeklinde yazılır (Pozar, 2012: 59-62).

2.2.6. Smith çizelgesi

Smith çizelgesi ayrıntılı sayısal hesaplamalar gerektirmeden iletim hattını görselleştirmek için en kullanışlı araçtır (Şekil 2.4). Bir dalga, Z_L yük empedansı ve z normalleştirilmiş empedanslı bir yükte sonlandırılmış, Z_0 öz empedansına sahip iletim hattında hareket eder.



Şekil 2.4. Bir empedans Smith çizelgesinin en temel kullanımı (Smith, 2019; Wendt, 2017)

Γ katsayılı bir sinyal yansıması vardır. Smith çizelgesindeki her nokta aynı anda hem z hem de Γ değerlerini temsil eder. Çizelge, VSWR gibi niceliklerin veya test edilen bir cihazın empedansının belirlenmesine izin veren Γ için grafiksel bir gösterim sağlar. Çizelgede $\Gamma = 1, z = \infty$ ile açık devre, $\Gamma = -1, z = 0$ ile kısa devre ve $\Gamma = 0, z = 1$ ile eşleşmiş yük olmak üzere üç önemli nokta vardır. Hepsi, başlangıç ve sondaki gerçel eksen boyunca, aynı zamanda dış dairede (hayali eksen) ve çizelgenin merkezinde bulunur (Şekil 2.4-alt). Grafiğin üst yarısı "endüktif"dir, çünkü empedansın pozitif hayali kısmına karşılık gelir. Alt yarısı empedansın negatif hayali kısmına karşılık geldiğinden "kapasitif"dir. Smith çizelgesinde anahtar nokta yansımaya katsayısının genlik ve faz (kutupsal) formunda $\Gamma = |\Gamma|e^{j\theta}$ olarak ifade edildiğini düşünelim. Daha sonra $|\Gamma|$ genliği çizelgenin merkezinden yarıçap ($|\Gamma| \leq 1$) olarak çizilebilir. θ açısı ($-180^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) yatay çapın sağ tarafından saat yönünün tersi yönünde ölçülür. Herhangi bir pasif olarak gerçekleştirilebilir ($|\Gamma| \leq 1$) yansımaya katsayısı böylece Smith çizelgesinde tek bir nokta olarak çizilebilir (Pozar, 2012: 63-65; Wendt, 2017). Çizelgede empedanslarla çalışırken, küçük harflerle gösterilen normalleştirilmiş nicelikler kullanılır ve normalleştirme sabiti hattın öz empedansıdır. Z_0 öz empedansına sahip kayıpsız hat Z_L yük empedansı ile sonlandırılmışsa $z = Z_L/Z_0$ normalleştirilmiş yük empedansı olmak üzere, Eş. 2.24'den yükteki yansımaya katsayısı ve z ifadesi ($l = 0$ için Eş. 2.32 ile de bulunabilir) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\Gamma = (z - 1)/(z + 1) = |\Gamma|e^{j\theta} \rightarrow z = (1 + |\Gamma|e^{j\theta})/(1 - |\Gamma|e^{j\theta}) \quad (2.36)$$

Bu karmaşık eşitlik, Γ ve z_L 'yi gerçel ve karmaşık ve sanal kısımlarını $\Gamma = \Gamma_r + j\Gamma_i$ ve $z = r_L + jx_L$ cinsinden yazarak iki gerçel eşitliği aşağıdaki şekilde indirgenebilir:

$$r_L + jx_L = \{(1 + \Gamma_r) + j\Gamma_i\}/\{(1 - \Gamma_r) - j\Gamma_i\} \quad (2.37)$$

Eş. 2.37'nin gerçel ve sanal kısımları, paydanın karmaşık eşleniği ile çarpılarak:

$$r_L = \{1 - \Gamma_r^2 - \Gamma_i^2\}/\{(1 - \Gamma_r)^2 + \Gamma_i^2\} \rightarrow x_L = 2\Gamma_i/\{(1 - \Gamma_r)^2 + \Gamma_i^2\} \quad (2.38)$$

eşitlikleri elde edilir. Bu iki eşitliğin yeniden düzenlenmesi ile Γ_r, Γ_i düzleminde iki çember kümesini temsil eden aşağıdaki eşitlikler elde edilir:

$$\{\Gamma_r - r_L/(1 + r_L)\}^2 + \Gamma_i^2 = \{1/(1 + r_L)\}^2 \quad (2.39a)$$

$$(\Gamma_r - 1)^2 + \{\Gamma_i - (1/x_L)\}^2 = (1/x_L)^2 \quad (2.39b)$$

Direnç çemberleri Eş. 2.39a ve reaktans çemberleri Eş. 2.39b ile tanımlanır. Örneğin, $r_L = 1$ çemberinin merkezi $\Gamma_r = 0.5, \Gamma_i = 0$ 'dır ve yarıçapı 0,5'tir ve çizelgenin merkezinden geçer. Eş. 2.39a'nın bütün direnç çemberleri yatay $\Gamma_i = 0$ eksenini üzerinde olan merkezlere sahiptir ve çizelgenin sağ tarafında bulunan $\Gamma = 1$ noktasından geçer (Şekil 2.4). Eş. 2.39b'nin bütün reaktans çemberlerinin merkezleri $\Gamma_r = 1$ dik eğrisi üzerindedir (çizelgenin dışında), ve bu çemberler de $\Gamma = 1$ noktasından geçer. Direnç ve reaktans çemberleri birbirine diktir. Smith çizelgesi ayrıca Eş. 2.33'in iletim hattı empedans denklemini grafiksel olarak çözmek için de kullanılabilir. Γ yükteki yansıma katsayısı ve l iletim hattının uzunluğu (pozitif) olmak üzere bu denklem genelleştirilmiş yansıma katsayısı cinsinden yazılabilir:

$$Z_{in} = Z_0(1 + \Gamma e^{-2j\beta l})/(1 - \Gamma e^{-2j\beta l}) \quad (2.40)$$

Sadece Γ terimlerinin faz açıları farklı olan Eş. 2.40 ve 2.36'nın benzer oldukları görülür. Dolayısıyla, $|\Gamma|e^{j\theta}$ olan yükteki yansıma katsayısını çizmiş olsaydık, z ile sonlandırılmış l uzunluğunda bir hattın uzunluğuna bakarken görülen normalleştirilmiş giriş empedansı, noktanın çizelgenin merkezi etrafında saat yönünde $2\beta l$ (θ 'dan $2\beta l$ 'yi çıkararak) kadar döndürülmesi ile bulunabilir. Γ 'nın genliği iletim hattı (kayıpsız bir hat varsayarak) boyunca konumla değişmediğinden yarıçap aynı kalır (Pozar, 2012: 63-65).

Birleştirilmiş Empedans-Admitans Smith çizelgesi

Moebius dönüşümünü kullanan Smith çizelgesi normalleştirilmiş empedansların yanı sıra normalleştirilmiş admitans ve yansıma katsayılarının normalize empedanslara (veya admitanslara) çevrimi (veya tam tersi) için kullanılır ($Y = 1/Z_L$ ya da normalleştirilmiş $y = 1/z$ dönüşümü). Bu dönüşüm ile Eş. 2.36'nın sol tarafı $\Gamma = -(y - 1)/(y + 1) = -(Y - Y_0)/(Y + Y_0) = (1/Z - 1/Z_0)/(1/Z + 1/Z_0) = (z - 1)/(z + 1)$ olarak tekrar yazılır. Admitans düzleminin Γ düzlemine haritalanması Şekil 2.4-üst'de görülmektedir. Çizelgenin etrafındaki tam bir dolanım, $\lambda/2$ 'lik bir hat uzunluğuna tekabül ettiğinden, $\lambda/4$ 'lük bir dönüşüm 180° 'lik bir dönmeye eşdeğerdir. Bu aynı zamanda karşılık gelen admitans (ya da

empedans) noktasını elde etmek için çizelgenin merkezi boyunca verilen bir empedans (ya da admitans) noktasını görüntülemeye eşdeğerdir (Pozar, 2012: 67; Wendt, 2017).

2.2.7. Kayıplı iletim hatları

Uygulamada, iletim hatları sonlu iletkenlik ve/veya kayıplı dielektrik kaynaklı kayıplara sahiptir, ancak bu kayıplar küçüktür. Birçok pratik problemde kayıp ihmal edilebilir, fakat bazı durumlarda, örneğin, kayıplı bir hattın neden olduğu gürültü, bir hattın zayıflatıcı özelliği veya bir rezonatörün kalite faktörü incelendiğinde kaybın etkisi çok önemli olabilir.

Düşük kayıplı hat

Çoğu pratik mikrodalga ve RF iletim hatlarında kayıp azdır ve bu yüzden, $\gamma = \alpha + j\beta$ ve Z_0 genel iletim hattı parametrelerinin ifadelerini basitleştirmek için bazı yaklaşımlar yapılabilir. Karmaşık yayılma sabiti için $\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$ genel ifadesi (2.2.2 bölümünde verilmişti) aşağıdaki gibi yeniden düzenlenebilir:

$$\gamma = j\omega\sqrt{LC} \sqrt{1 - j\left(\frac{R}{\omega L} + \frac{G}{\omega C}\right) - \left(\frac{RG}{\omega^2 LC}\right)} \quad (2.41)$$

Düşük kayıplı bir hat için hem iletken hem de dielektrik kaybı küçük olacaktır ve $R \ll \omega L$ ve $G \ll \omega C$ olduğu varsayılabilir. Böylece, $RG \ll \omega^2 LC$ olur ve Eş. 2.41;

$$\gamma \cong j\omega\sqrt{LC} \sqrt{1 - j(R/\omega L + G/\omega C)} \quad (2.42)$$

ifadesine indirgenir. Eğer $(R/\omega L + G/\omega C)$ terimi ihmal edilirse, γ 'nın tamamen sanal olduğu sonucu elde edilir (kayıp yok). Bu nedenle, bunun yerine γ için yüksek derece gerçel terimi veren $\sqrt{1+x} \cong 1 + x/2 + \dots$ Taylor serisi açılımının ilk iki terimini kullanılır:

$$\gamma \cong j\omega\sqrt{LC} \sqrt{1 - j/2(R/\omega L + G/\omega C)} \quad (2.43)$$

Kayıpsız hattın öz empedansı $Z_0 = \sqrt{L/C}$ olmak üzere, aşağıdaki katsayılar elde edilir:

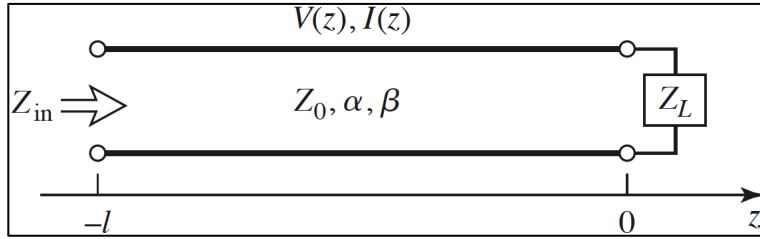
$$\alpha \cong 0,5(R\sqrt{C/L} + G\sqrt{L/C}) = 0,5(R/Z_0 + GZ_0), \quad \beta \cong \omega\sqrt{L/C} \quad (2.44)$$

Aynı yaklaştırma mertebesi ile Z_0 öz empedansı gerçel bir nicelik olarak şekilde elde edilir:

$$Z_0 \cong \sqrt{(R + j\omega L)/(G + j\omega C)} \cong \sqrt{L/C} \quad (2.45)$$

Eş. 2.44 ve 2.45 hatlar için yüksek frekanslı, düşük kayıplı yaklaşımlardır. Bunlar önemlidir, çünkü düşük kayıplı bir hattın yayılma sabitinin ve öz empedansının, hattın kayıpsız olduğu düşünülerek aynı şekilde yaklaştırılabileceğini göstermektedirler (Pozar, 2012: 79).

Sonlandırılmış kayıplı hat



Şekil 2.5. Z_L empedansında sonlandırılmış kayıplı bir iletim hattı

Z_L empedansı ile sonlandırılmış l uzunluklu kayıplı bir hat ele alınır (Şekil 2.5). $\gamma = \alpha + j\beta$ karmaşıktır ancak kaybın az olduğu varsayılır ve Z_0 Eş. 2.45'de ki gibi yaklaşık gerçeldir. Kayıpsız bir hattaki gerilim ve akım ifadeleri (2.25), yük yansıma katsayısı, Γ ve V_0^+ , gelen dalganın $z = 0$ 'da gerilim genliği olmak üzere kayıplı durum için:

$$V(z) = V_0^+(e^{-\gamma z} + \Gamma e^{\gamma z}) \quad (2.46a)$$

$$I(z) = V_0^+/Z_0(e^{-\gamma z} + \Gamma e^{\gamma z}) \quad (2.46b)$$

benzer ifadeleri elde edilir. Eş. 2.31'den yükten l uzaklıkta yansıma katsayısı $\Gamma(l) = \Gamma e^{-2j\beta l} e^{-2\alpha l} = e^{-2\gamma l}$ ve giriş empedansı $Z_{in} = V(-l)/I(-l) = Z_0(Z_L + Z_0 \tanh \gamma l)/Z_0 + Z_L \tanh \gamma l$ olarak elde edilir. Sonlandırılmış hattın $z = -l$ girişine iletilen güç, $V(-l)$ ve $I(-l)$ için Eş. 2.46 kullanılarak aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$P_{in} = \frac{1}{2} \text{Re}\{V(-l)I^*(-l)\} = (1 - |\Gamma(l)|^2)e^{2\alpha l} \quad (2.47)$$

Böylece, gerçekte yüke aktarılan güç ise aşağıdaki gibi yazılır:

$$P_L = 0,5 \operatorname{Re}\{V(0)I^*(0)\} = |V_0^+|^2 / 2Z_0(1 - |\Gamma|^2) \quad (2.48)$$

Elde edilen bu güçlerdeki fark, hat boyunca kaybedilen güce karşılık gelir:

$$P_{kayıp} = P_{in} - P_L = |V_0^+|^2 / 2Z_0[(e^{2\alpha l} - 1) + |\Gamma|^2(1 - e^{-2\alpha l})] \quad (2.49)$$

Eş. 2.49'daki ilk terim, gelen dalganın güç kaybına karşılık gelirken, ikinci terim yansıyan dalganın güç kaybına karşılık gelir. Her iki terimde α arttıkça artar (Pozar, 2012: 81-82).

Zayıflama hesaplamasında sarsım yöntemi

Düşük kayıplı bir hattın zayıflama sabitini bulmak için kayıpsız hattaki alanlardan yola çıkılarak ve L, C, R ve G hat parametrelerinin kullanılmasından kaçınılan bir yöntem kullanılmaktadır. Yöntem, kayıplı hattın alanlarının kayıpsız hattın alanlarından çok farklı olmadığı varsayımına dayanır. Kayıplı bir hat boyunca güç akışı yansıma olmama durumunda $P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}$ biçimindedir. Burada, P_0 , $z = 0$ düzlemindeki güç, α ise zayıflatma sabitidir. Hat boyunca birim uzunluk başına güç kaybı aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$P_l = -\partial P / \partial z = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P(z) \quad (2.50)$$

Bu ifadeden zayıflatma sabiti aşağıdaki şekilde tanımlanabilir:

$$\alpha = P_l(z) / 2P(z) = P_l(z = 0) / 2P_0 \quad (2.51)$$

Bu denklem α 'nın, hat üzerindeki P_0 gücü ve hattın birim uzunluğu başına güç kaybı P_l ile belirlenebileceğini gösterir. P_l kayıpsız hattın alanlarından hesaplanabilir ve hem iletken hem de dielektrik kaybını hesaba katar (Pozar, 1. bölüm). Buradan, $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon'}$ olmak üzere, kayıplı bir dielektrik ve iletkenlere sahip bir eşeksenli hattın zayıflama sabiti:

$$\alpha = \frac{P_{lc} + P_{ld}}{2P_0} = \frac{R_s}{4\pi Z_0} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) + \frac{\pi \omega \epsilon'' Z_0}{\ln(b/a)} = \frac{R_s}{2\eta \ln(b/a)} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) + \frac{\omega \epsilon'' \eta}{2} \quad (2.52)$$

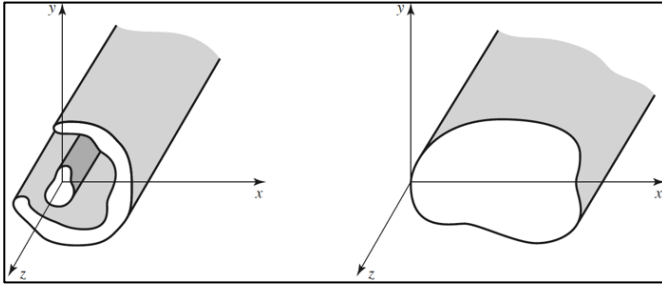
ifadesiyle hesaplanabilir. ϵ'' , elektrik geçirgenliğin sanal kısmı, $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon'(1 - j\tan\delta)$, $Z_0 = (\eta/2\pi)\ln(b/a)$ eşeksenli hattın öz empedansı, P_{lc} , ve P_{ld} sırasıyla iletken ve dielektrik üzerindeki güç kaybıdır (Pozar, 2012: 82).

2.3. İletim Hatları ve Dalga Kılavuzları

İlk RF ve mikrodalga sistemleri, iletim için dalga kılavuzlarına, iki telli hatlara ve eşeksenli hatlara dayanıyordu. Dalga kılavuzları, yüksek güç taşıma yeteneği ve düşük kayıp avantajına sahiptir, ancak özellikle düşük frekanslarda büyük ve pahalıdır. İki telli hatlar ucuzdur ancak EM zırlama (veya koruma) (shielding) eksikliği vardır. Eşeksenli hatlar zırlıdır ancak karmaşık mikrodalga bileşenlerinin üretilmesinin zor olduğu bir ortamdır. Daha sonradan düzlem iletim hatları, şerit hat, mikro şerit hat, yarıklı hat, eş düzlemsel dalga kılavuzları ve diğer çeşitli geometri türleri şeklinde bir alternatif sunmuştur. Hızlandırıcı sistemlerinde RF gücü taşınımı için eşeksenli ya da dikdörtgensel dalga kılavuzları kullanılmaktadır. Bu bölümde, yaygın olarak kullanılan çeşitli iletim hatlarının ve dalga kılavuzlarının özelliklerini incelenecektir. Ancak, TAEK RFQ kovuğu için üretilen bağdaştırıcının iletim hattının eşeksenli olması nedeniyle bu hattın özelliklerine odaklanacağız. Bir iletim hattı, yayılma sabiti, zayıflama sabiti ve öz empedans ile karakterize edilir. Bu nicelikler, burada ele alınan eşeksenli hat için alan teorisi analiziyle elde edilecektir. Öncelikle, genel iletim hatları ve kılavuzlarda var olabilen farklı dalga yayılımı ve kipleri incelenecektir. İki veya daha fazla iletkenin oluşan iletim hatları, boyuna alan bileşeni yokluğu ile karakterize edilen *enine EM (TEM)* dalgaları taşıyabilir. Bu tür hatlar tek gerilim, akım öz empedansa sahiptir. Genellikle tek bir iletkenin oluşan dalga kılavuzları, dalganın yayılma yönünde elektrik alan bileşeni olmayan enine elektrik (TE, Transverse Electric), ve/veya dalganın yayılma yönünde manyetik alan bileşeni olmayan enine manyetik (TM, Transverse Magnetic) dalgaları taşır (Pozar, 2012: 95-96).

2.3.1. TEM, TE ve TM dalgalar için genel çözümler

Bu bölümde, dairesel iletim hattı veya dalga kılavuzlarında yayılan TEM, TE ve TM dalga yayılımı durumları için Maxwell'in genel denklemleri bulunacaktır. Ve z-eksenine paralel iletken sınırları ile tanımlanan keyfi bir hat ve kılavuz geometrisi Şekil 2.6'da gösterilmiştir. Bu yapıların z-yönünde şekil ve boyut olarak tek tip ve sonsuz uzunlukta olduğu varsayılır.



Şekil 2.6. Sol: Genel iki iletkenli iletim hattı. Sağ: Kapalı dalga kılavuzu

İletkenlerin mükemmel oldukları varsayılır, ancak hattaki zayıflama daha önce bahsedilen zayıflama hesabında sarsım yöntemiyle bulunabilir. Zaman-harmonik alanlarının $e^{j\omega t}$ bağımlılığının bastırıldığı ve z-ekseni boyunca dalga yayılımı olduğu varsayılır. Böylece elektrik ve manyetik alanlar aşağıdaki gibi yazılır:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_t(x, y, z) + \vec{E}_z(x, y, z) = [\vec{e}(x, y) + \hat{z}e_z(x, y)]e^{-j\beta z} \quad (2.53a)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_t(x, y, z) + \vec{H}_z(x, y, z) = [\vec{h}(x, y) + \hat{z}h_z(x, y)]e^{-j\beta z} \quad (2.53b)$$

$\vec{E}_t$, $\vec{H}_t$ enine ve $\vec{E}_z$, $\vec{H}_z$ eksenel bileşenlerdir. $\vec{e}(x, y)$ ve $\vec{h}(x, y)$ enine $(\hat{x}, \hat{y})$ koordinatların enine vektör fonksiyonları ve $e_z(x, y)$ ve $h_z(x, y)$ enine koordinatların eksenel bileşenleridir (Collin, 2007: 97-99; Pozar, 2012: 96-98). Eş. 2.53'de dalga +z yönünde yayılır. β yerine $-\beta$ yazılarak $-z$ yönünde yayılım elde edilir. İletken veya dielektrik kayıp varsa, yayılma sabiti karmaşık olacaktır ve $j\beta$ böylece $\gamma = \alpha + j\beta$ ile değiştirilmelidir. Hattın veya dalga kılavuzu bölgesinin kayıpsız olduğu varsayılarak, Maxwell denklemleri:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (2.54a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.54b)$$

şeklinde yazılır. Her bir vektör eşitliğinin üç bileşeni bir $e^{-j\beta z}$ z bağımlılığı ile;

$$\partial E_z / \partial y + j\beta E_y = -j\omega\mu H_x \quad (2.55a)$$

$$-j\beta E_x - \partial E_z / \partial x = -j\omega\mu H_y \quad (2.55b)$$

$$\partial E_y / \partial x - \partial E_x / \partial y = -j\omega\mu H_z \quad (2.55c)$$

$$\partial H_z / \partial y + j\beta H_y = j\omega\epsilon E_x \quad (2.55d)$$

$$-j\beta H_x - \partial H_x / \partial x = j\omega\epsilon E_y \quad (2.55e)$$

$$\partial H_y / \partial x - \partial H_x / \partial y = j\omega\epsilon E_z \quad (2.55f)$$

eşitliklerine indirgenir. Bu eşitlikler, dört enine alan bileşeni için E_z ve H_z cinsinden;

$$H_x = j/k_c^2 + (\omega\epsilon\partial E_x/\partial y - \beta\partial H_x/\partial x) \quad (2.56a)$$

$$H_y = -j/k_c^2 + (\omega\epsilon\partial E_z/\partial x - \beta\partial H_z/\partial y) \quad (2.56b)$$

$$E_x = -j/k_c^2 + (\beta\partial E_z/\partial x - \omega\epsilon\partial H_z/\partial y) \quad (2.56c)$$

$$E_y = j/k_c^2 + (-\beta\partial E_z/\partial y - \omega\epsilon\partial H_z/\partial x) \quad (2.56d)$$

ifadeleri ile çözülebilir. Bu eşitlikler elde edilirken örneğin, H_x , Eş. 2.55a ve 2.55e'den E_y 'nin elimine edilmesi türetilebilir. Bu denklemlerde k_c *kesim dalga numarası* $k_c^2 = k^2 - \beta^2$ olarak verilir. $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = 2\pi/\lambda$ ifadesi iletim hattı veya dalga kılavuzu bölgesini dolduran malzemenin dalga numarası olduğu biliniyor. Eğer dielektrik kayıp varsa, $\tan\delta$ malzemenin kayıp tanjantı olmak üzere, $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r(1 - j\tan\delta)$ ifadesinin kullanılarak ϵ karmaşık yapılabilir. Eş. 2.56a ve 2.56d, çeşitli dalga kılavuzlama sistemlerine uygulanabilen genel sonuçlardır. Bu sonuçlar eşeksenli hattın taşıyabildiği belirli dalga tiplerinden biri olan TEM için uygulanacaktır (Pozar, 2012: 96-98).

TEM dalgalar

Enine EM (TEM) dalgalar $E_z = H_z = 0$ ile tanımlanır. Eş. 2.56'dan, $E_z = H_z = 0$ ise belirsiz bir sonucun elde edileceği $k_c^2 = 0(k^2 = \beta^2)$ olmadığı sürece enine alanların tümü de sıfır olacaktır. Ancak, Eş. 2.55'e geri dönebilir ve $E_z = H_z = 0$ koşulu uygulanabilir. Eş. 2.55a ve 2.55e'den, $\beta^2 E_y = \omega^2 \mu \epsilon$ ya da $\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = k$ ifadelerini elde etmek için H_x elenebilir. Böylece kesim dalga numarası, $k_c = \sqrt{k^2 - \beta^2}$, TEM dalgalar için sıfır olacaktır.

Dalga ya da Helmholtz eşitliği olarak adlandırılan $\nabla^2 \vec{E} = \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0$ E_x için Helmholtz dalga denklemi;

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2 + k^2)E_x = 0 \quad (2.57)$$

olarak yazılır fakat $e^{-j\beta z}$ bağımlılığı için, $(\partial^2/\partial z^2)E_x = -\beta^2 E_x = -k^2 E_x$ olur böylece Eş. 2.57 $(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)E_x = 0$ şeklinde sadeleşir. Benzer sonuç E_y için de geçerlidir, bu nedenle iki enine boyutta Laplasyen operatörü $\nabla_t^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ olmak üzere Eş. 2.53a'da varsayılan $\vec{E}$ formunu kullanılarak, $\nabla_t^2 \vec{e}(x, y) = 0$ ifadesi yazılabilir. Bu ifade, bir TEM dalgasının $\vec{e}(x, y)$ enine elektrik alanlarının Laplace denklemini sağladığını göstermektedir. Aynı şekilde $\nabla_t^2 \vec{h}(x, y) = 0$ enine manyetik alanların da Laplace denklemini sağladığı görülür. Bir TEM dalgasının enine alanları, iletkenler arasında bulunabilecek statik alanlarla aynıdır. $\vec{\nabla}_t = \hat{x}(\partial/\partial x) + \hat{y}(\partial/\partial y)$ iki boyutlu enine gradyant operatörü ise, elektrostatik durumda $\vec{e}(x, y) = -\vec{\nabla}_t \Phi(x, y)$ şeklinde elektrik alanın skaler potansiyelin gradyanı ile ifade edilebilir. Bu ifadedeki ilişkinin geçerli olması için $\vec{e}$ 'nin dönele sıfır olmalı ve bu gerçekten de $\vec{\nabla}_t \times \vec{e} = -j\omega \mu h_z \hat{z} = 0$ olduğu için ilişki sağlanır. Elektrostatikte, $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \epsilon \nabla_t \cdot \vec{e} = 0$ eşitliğinin $\vec{e}(x, y) = -\vec{\nabla}_t \Phi(x, y)$ ifadesi ile kullanılması $\Phi(x, y)$ 'nin aşağıdaki şekilde Laplace denklemini sağladığını göstermektedir:

$$\nabla_t^2 \Phi(x, y) = 0 \quad (2.58)$$

Φ_1 ve Φ_2 sırasıyla 1 ve 2 iletkenleri üzerindeki potansiyeller olmak üzere, iki iletken arasındaki gerilim ve Ampere yasası yardımıyla bir iletken üzerindeki akım:

$$V_{12} = \Phi_1 - \Phi_2 = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (2.59a)$$

$$I = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (2.59b)$$

biçimlerinde yazılır. Burada C iletkenin enine kesitidir. İki veya daha fazla iletken olduğunda TEM dalgası var olabilir. Yukarıdaki sonuç, kapalı bir iletkenin (dikdörtgen dalga kılavuzu gibi) TEM dalgalarını taşıdığını gösterir, çünkü böyle bir bölgede karşılık gelen statik potansiyel sıfır (veya muhtemelen sabit) olduğundan, $\vec{e} = 0$ 'a sebep olur. TEM kipinin

dalga empedansı, Eş. 2.55d kullanılarak enine elektrik ve manyetik alanların oranı ile bulunur ve enine alan bileşenleri diğer çiftinden ($-E_y$ ve H_x), Eş. 2.74a, sırasıyla aşağıdaki eşitlikler elde edilir:

$$Z_{TEM} = E_x/H_y = \omega\mu/\beta = \sqrt{\mu/\epsilon} = \eta \quad (2.60a)$$

$$Z_{TEM} = -E_y/H_x = \sqrt{\mu/\epsilon} = \eta \quad (2.60b)$$

Bu eşitliklerin sonuçlarının birleştirilmesi enine alanlar için genel bir ifade verir:

$$\vec{h}(x, y) = (1/Z_{TEM})\hat{z} \times \vec{e}(x, y) \quad (2.61)$$

Dalga empedansı kayıpsız bir ortamda bulunan düzlemsel bir dalga ile aynıdır ama bu empedansı bir iletim hattının karakteristik empedansı Z_0 ile karıştırmamalıdır. Eş. 2.20'den, V ve I gelen gerilim ve akım dalgalarının genliği olmak üzere, TEM hattı içi öz empedans $Z_0 = V/I$ olur. Bir TEM hattını analiz etmek için yöntem aşağıdaki gibi özetlenebilir (TE ve TM kiplerinin sonuçlarına Pozar kaynağına bakınız):

- Eş. 2.58 Laplace denklemi $\Phi(x, y)$ için çözülür. Çözüm birçok bilinmeyen sabit içerir.
- İletkenler üzerinde bilinen gerilimler için sınır koşulu uygulanarak bu sabitler bulunur.
- $\vec{e}$ ve $\vec{E}$, sırasıyla $\vec{e}(x, y) = -\vec{\nabla}_t \Phi(x, y)$ ve Eş. 2.53a'dan hesaplanır. $\vec{h}$ ve $\vec{H}$ ise sırasıyla Eş. 2.61 ve 2.53b'den hesaplanır.
- V ve I sırasıyla Eş. 2.59a ve 2.59b'den hesaplanır.
- Yayılma sabiti $\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = k$ ve öz empedans $Z_0 = V/I$ olur (Pozar, 2012: 98-100).

Dielektrik kayıptan dolayı zayıflama

Bir iletim hattındaki veya dalga kılavuzundaki zayıflama, dielektrik veya iletken kayıptan oluşabilir. α_d ve α_c , sırasıyla dielektrik ve iletken kayıpları nedeniyle zayıflama sabitleri olmak üzere, toplam zayıflama sabiti $\alpha = \alpha_c + \alpha_d$ olur. İletken kayıptan kaynaklanan zayıflama, sarsım yöntemi ile hesaplanabilir. Bu kayıp, kılavuzdaki alan dağılımına bağlıdır ve bu nedenle her bir hat veya kılavuz için ayrı hesaplanmalıdır. Bununla birlikte, hat veya kılavuz tamamen homojen bir dielektrik ile doldurulursa, kayıplı bir dielektrik malzemeye bağlı zayıflama, yayılma sabitinden hesaplanabilir ve bu sonuç aynı homojen bir dielektrik

ile dolu herhangi bir kılavuza veya hatta uygulanabilir. Böylece, elektrik geçirgenliğin kullanımı, karmaşık yayılma sabitinin aşağıdaki gibi yazılmasını sağlar:

$$\gamma = \alpha_d + j\beta = \sqrt{k_c^2 - k^2} = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta)} \quad (2.62)$$

Uygulamada, çoğu dielektrik malzeme düşük kayıplara ($\tan \delta \ll 1$) sahiptir. Bu nedenle $x \ll a$ için $\sqrt{a^2 + x^2} \cong a + 1/2(x^2/a)$ Taylor açılımının ilk iki terimi kullanılarak bu ifade sadeleştirilebilir. Böylece, $\sqrt{k_c^2 - k^2} = j\beta$ olduğundan Eş. 2.62 aşağıdaki gibi sadeleşir:

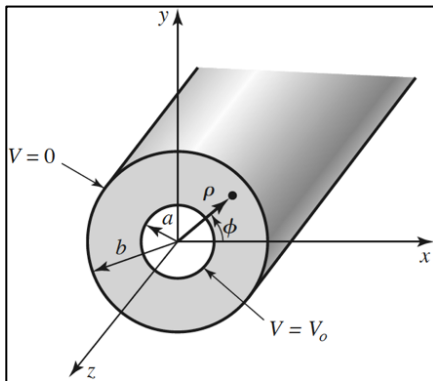
$$\gamma = \sqrt{k_c^2 - k^2 + jk^2 \tan \delta} \cong \sqrt{k_c^2 - k^2} + \frac{jk^2 \tan \delta}{2\sqrt{k_c^2 - k^2}} = \frac{k^2 \tan \delta}{2\beta} + j\beta \quad (2.63)$$

Bu sonuçlarda, $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}$ kayıp olmama durumu için (gerçek) dalga numarasıdır. Eş. 2.63, kayıp düşük olduğunda β faz sabitinin değişmediğini gösterir. $k_c = 0$ olan TEM hatlarda $\beta = k$ olarak dielektrik kayıp nedeniyle zayıflama sabiti elde edilir: (Np: Nepers birimi, $1 \text{ Np} = 10 \log e^2 = 8,686 \text{ dB}$ olarak dB cinsinden yazılır) (Pozar, 2012: 101-102).

$$\alpha_d = k \tan \delta / 2 \text{ (Np/m) (TEM dalgalar)} \quad (2.64)$$

2.3.2. Eşeksenli hat – TEM dalgalar

İç ve dış iletkenlerinin sırasıyla V_0 ve sıfır voltta olduğu eşeksenli hat Şekil 2.7'de gösterilir.



Şekil 2.7. Eşeksenli hat geometrisi

Alanlar, Laplace denkleminin (Eş. 2.58) bir çözümü olan $\Phi(\rho, \phi)$ skaler potansiyelinden elde edilebilir. Silindirik koordinatlarda Laplace denklemi aşağıdaki biçimdedir:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \Phi(\rho, \phi)}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \Phi(\rho, \phi)}{\partial \phi^2} = 0 \quad (2.65)$$

Eş. 2.58 $\Phi(\rho, \phi)$ için aşağıdaki sınır koşulları ile çözülmesi gerekir:

$$\Phi(a, \phi) = V_0 \quad (2.66a)$$

$$\Phi(b, \phi) = 0 \quad (2.66b)$$

Değişkenlerine ayırma yöntemi ile $\Phi(\rho, \phi) = R(\rho)P(\phi)$ formunda ifade edilsin. Bunun, Eş. 2.65'de yerine konulması ve her tarafın RP ile bölünmesi aşağıdaki eşitliği verir:

$$\frac{\rho}{R} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{dR}{d\rho} \right) + \frac{1}{P} \frac{d^2 P}{d\phi^2} = 0 \quad (2.67)$$

Değişkenlerine ayırma yöntemi ile Eş. 2.67'deki iki terim birer sabite eşit olması gerekir, böylece aşağıdaki eşitlikler yazılabilir:

$$\frac{\rho}{R} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{dR}{d\rho} \right) = -k_p^2 \quad (2.68a)$$

$$(1/P)(d^2 P/d\phi^2) = -k_\phi^2 \quad (2.68b)$$

$$k_p^2 + k_\phi^2 = 0 \quad (2.68c)$$

Eş. 2.68b'nin genel çözümü için $P(\phi) = A \cos n\phi + B \sin n\phi$ yazılır. $k_\phi = n$ bir tamsayı olmalıdır, çünkü ϕ 'nin 2π ve tamsayı katları kadar artması sonucu değiştirmemelidir. Eş. 2.66'da verilen sınır şartları ϕ ile değişmediğinden, $\Phi(\rho, \phi)$ potansiyeli de ϕ ile değişmez. Bu yüzden n , sıfır olmalıdır. Eş. 2.68c, k_p 'nin de sıfır olması gerektiği anlamına gelir, böylece Eş. 2.68a'daki $R(\rho)$ için eşitlik $\partial/\partial \rho(\rho dR/d\rho) = 0$ şeklinde sadeleşir. Böylece $R(\rho) = C \ln \rho + D$ ve bu yüzden $\Phi(\rho, \phi) = C \ln \rho + D$ olur. Eş. 2.66'nın sınır koşulları uygulanarak, C ve D sabitleri için:

$$\Phi(a, \phi) = V_0 = C \ln a + D \quad (2.69a)$$

$$\Phi(b, \phi) = 0 = C \ln b + D \quad (2.69b)$$

eşitlikleri elde edilir. Denklemler C ve D için çözümler elde edildikten sonra, $\Phi(\rho, \phi)$;

$$\Phi(\rho, \phi) = (V_0 \ln b / \rho) (\ln b / a) \quad (2.70)$$

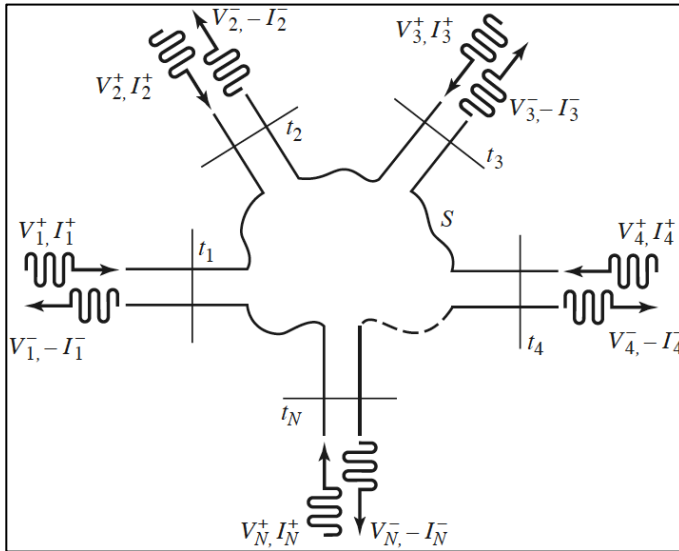
son halini alır. $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ alanları böylece, $\vec{e}(x, y) = -\vec{\nabla}_t \Phi(x, y)$ ve Eş. 2.80 ile bulunabilir ve gerilim, akım ve öz empedans bölüm 2.2’de ki gibi tanımlanabilir. Paralel plaka, dikdörtgen ve dairesel dalga kılavuzları ve şerit hattı ve mikro şerit hatları ve diğer tipte hat ve kılavuzlar için (çıkıntılı (ridge), dielektrik, düzlemsel dalga kılavuzları ve yarık ve kapalı mikro şerit) Pozar kaynağına bakınız. Ayrıca eşeksenli hatlarda kullanılan kablo ve bağlantı elemanları, TV sistemlerinde 75Ω kablo kullanılması istisna olarak alınırsa, 50Ω öz empedansına sahiptir. Farklı seçeneklerin sebebi, hava ile doldurulmuş bir hattın, yaklaşık 77Ω ’luk bir öz empedans için en küçük zayıflamaya sahip olması iken, en büyük güç kapasitesinin 30Ω ’luk bir öz empedans da olmasıdır. Böylece 50Ω , en az zayıflama ve en fazla güç kapasitesi arasında bir uzlaşmayı temsil eder. N-tipi, SMA, TNC, APC-7 ve 2,4 mm olmak üzere farklı bağlantı elemanları bulunmaktadır (Pozar, 2012: 130-131).

2.4. Mikrodalga Devre Analizi ve Saçılma Parametreleri

Devre analizi RF mühendisliği alanındaki yaygın ölçümlerden biridir. Devreler, birkaç pasif bileşen (dirençler, indüktörler ve kapasitörler) içeren bir tek kapılı (iki kutuplu) veya pasif, aktif ve/veya birkaç giriş ve çıkış kapısı olan doğrusal olmayan bileşenlerden oluşan karmaşık birimler olabilirler. Devre analizini kullanmanın önemli nedenlerinden biri her bir elemanın davranışını, komşularıyla birlikte ayrıntılı olarak analiz etmek zorunda kalmadan birçok elemanı bir araya getirmektir. Bir vektör devre çözümleyici (VNA – Vector Network Analyzer) bir RF laboratuvarında veya hızlandırıcı kontrol odasında kullanılan çok yönlü ve değerli ölçüm ekipmanlarından biridir. Devre analizi, test edilen cihazın (TEC) frekans ve genlik açısından iyi tanımlanmış bir giriş sinyali ile uyarılması ve her bir frekans aşaması için yansıma ve/veya iletim katsayılarının karmaşık değeri olarak devrenin tepkisinin kaydedilmesi ile gerçekleştirilir. Bunlar bir TEC’i RF ve mikrodalga frekanslarında tanımlayan özellikler olan S-parametreleridir (Pozar, 2012: 165-166; Wendt, 2017).

2.4.1. Saçılma matrisi

Mikrodalga frekanslarında net bir şekilde tanımlanmış bir kutup çifti olmadan akım ve gerilim ölçmek zordur. Böyle bir kutup çifti TEM tipi iletim hatları durumunda (örneğin eşeksenli, mikroşerit ve şerit) bulunabilir fakat, dikdörtgen, dairesel veya yüzey dalga kılavuzları gibi TEM tipi olmayan iletim hatlarında bulunmayabilir. Mikrodalga frekanslarındaki gerilimleri ve akımları ölçmeye çalışırken pratik problemler de vardır, çünkü doğrudan ölçümler genellikle belirli bir yönde ilerleyen veya duran dalgaların genlik (güçten elde edilen) ve fazını içerir. Böylece, eşdeğer gerilim ve akımlar ve ilgili empedans ve admitans matrisleri, yüksek frekanslı devrelerle uğraşırken bir soyutlama haline gelir.



Şekil 2.8. N-kapılı mikrodalga devresi

Doğrudan ölçümlerle ve gelen, yansıyan ve iletilen dalgalar fikirleri ile daha uyumlu bir başka gösterim ise saçılma matrisi tarafından verilir. N-kapılı bir devrenin empedans veya admitans matrisleri gibi, saçılma matrisi de devrenin N kapısında görüldüğü gibi tam bir tanımını sağlar. Empedans ve admitans matrisleri kapılardaki toplam gerilim ve akımları ilişkilendirirken, saçılma matrisi kapılarda meydana gelen gerilim ve kapılardan yansıyan dalgaları ilişkilendirir. Bazı bileşen ve devreler için S-parametreleri devre analiz teknikleri ile hesaplanabilir. Aksi durumda, saçılma parametreleri doğrudan bir VNA ile ölçülebilir. Devrenin S-parametreleri bilindiğinde, gerekirse diğer matris parametrelerine dönüştürme yapılabilir. V_n^+ n. kapıya gelen, V_n^- ise n. kapıdan yansıyan gerilim dalgasının genlikleri olmak üzere Şekil 2.8’de görülen N kapılı devre incelenir. Saçılma matrisi ya da [S] matrisi bu gelen ve yansıyan gerilim dalgaları ile ilişkilendirilerek:

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \\ \vdots \\ V_N^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1N} \\ S_{21} & & & \vdots \\ & \cdots & & S_{NN} \\ \vdots & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \\ \vdots \\ V_N^+ \end{bmatrix} \quad (2.71)$$

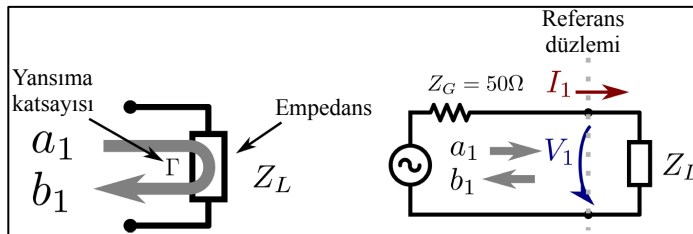
ya da $[V^-] = [S][V^+]$ şeklinde yazılır. Saçılma matrisindeki belirli bir eleman ise:

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0, k \neq j \text{ için}} \quad (2.72)$$

Eş. 2.72, S_{ij} 'nin j kapısını V_j^+ genliğine sahip gelen bir gerilim dalgası ile sürüp ve i kapısından yansıyan V_i^- genlikli dalgaının bulunabileceğini söyler. j . kapısı dışındaki tüm kapılarda gelen dalgalar sıfıra eşittir. Bu, yansılardan kaçınmak için tüm kapıların eşleşmiş yüklerle sonlandırılması gerektiği anlamına gelir. S_{ii} , diğer tüm kapılar eşleşmiş yük ile sonlandırılmışken, i kapısına bakarken görülen yansıma katsayısıdır ve S_{ij} ise diğer tüm kapılar eşleşmiş yük ile sonlandırılmışken, j kapısından i kapısına iletim katsayısıdır (Pozar, 2012: 174-181).

2.4.2. Tek kapılı devreler

RF mühendisliğinde, dalga nicelikleri RF devrelerinin karakterizasyonu için akımlar veya gerilimler yerine tercih edilir ve gelen (a) ve yansıyan dalgalar (b) olarak ayrılabilir. Gelen dalga bir kaynaktan TEC'e geçer ve yansıyan dalga ise ters yönde hareket eder. RF mühendisliğinde bir devrenin doğrusal geometrik boyutları çoğu zaman karşılık gelen serbest-uzay dalga boyundan %10 daha büyük olduğundan bu terminoloji tercih edilir.



Şekil 2.9. Tek kapılı (iki kutuplu) dalga nicelikleri ve empedans Z_L ; Sol: Gelen (a_1) ve yansıyan (b_1) dalgalar. Sağ: a_1 ve b_1 'in V_1 ve I_1 ile ilişkisi

Dalga fonksiyonları zaman ve uzaysal koordinatlarda tanımlanmıştır ve genellikle zamana bağlı tanımlanan gerilim ve akımlar tercih edilir. Bu aynı zamanda referans düzleminin

tanımını, yani ölçümün uygulandığı alandaki fiziksel konumu gerektirir. Bu referans düzlemi olmazsa yansıma katsayısının fazı tanımsız olacaktır, bu da vektörel ölçümleri imkânsız hale getirir. Elbette, TEC'in gerilim ve akım açısından matematiksel olarak doğru bir açıklaması hala geçerlidir ve aynı zamanda doğru sonuçlar getirecektir, ancak dalga nicelikleriyle çalışmak pratikte daha elverişlidir. Doğru uygulanırsa, her iki devre tanımlama yönteminin temel bir sınırlaması yoktur; örneğin S-parametreleri çok düşük frekanslarda kullanılabilir ve gerilim-akım tanımları da çok yüksek frekanslarda kullanılabilir. Her iki yöntem de herhangi bir frekans için tamamen eşdeğerdir ve sonuçlar karşılıklı olarak dönüştürülebilir, yani S-parametreleri empedanslara dönüştürülebilir ve bunun tersi de geçerlidir. TEC'in arayüzü genellikle kapılar olarak adlandırılan bir veya daha fazla kutup çifti tarafından kullanılır. Çift kutuplu bir cihaz (Şekil 2.9-sol), bir gelen (a_1) ve bir yansıyan (b_1) dalganın aynı anda yayılabildiği tek kapı olarak tanımlanır. Dalga nicelikleri, kapıda gerilim ve akımdan belirlenebilir ve aşağıdaki eşitlikler ile birbirleriyle ilgilidirler:

$$a_1 = (V_1 + I_1 Z_0)/2\sqrt{Z_0}, \quad b_1 = (V_1 - I_1 Z_0)/2\sqrt{Z_0} \quad (2.73)$$

V_1 ve I_1 , Şekil 2.9-sağ'da gösterildiği gibi kapıdaki gerilim ve akımı temsil eder. Z_0 , keyfi bir referans empedansdır (her zaman zorunlu olmamakla birlikte, genellikle, sistemin öz empedans $Z_0 = Z_G = 50 \Omega$). TEC'e doğru ilerleyen güç $P_{gelen} = |a|^2$ ve yansıyan güç $|b|^2$ ile hesaplanır. Bu tanımın esas olarak ABD'de kullanıldığını not etmek önemlidir, Avrupa gösteriminde, gelen gücünün genellikle $P_{gelen} = 0,5|a|^2$ ile hesaplanmaktadır. Bu sayıların S-parametrelerinin hesaplanmasında etkisi yoktur ve yalnızca mutlak güç ile ilgilenildiğinde dikkate alınmalıdır. Belirli bir kapının gelen ve yansıyan dalgası arasındaki oranı temsil eden yansıma katsayısı, $\Gamma = b_1/a_1$ şeklinde tanımlanır. Eş. 2.73 burada yerine konularak, bir kapının karmaşık (yük) empedansı Z_L ile karmaşık yansıma katsayısı arasında $\Gamma = (Z_L - Z_0)/(Z_L + Z_0)$ şeklinde bir ilişki bulunabilir (Wendt, 2017).

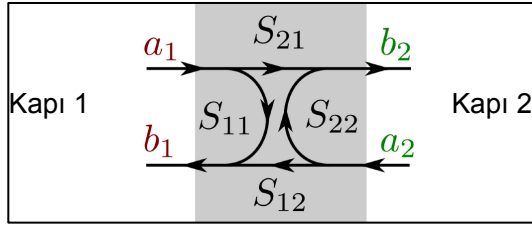
2.4.3. İki kapılı devreler

İki kapılı (örneğin zayıflatıcılar, yükselticiler) elektrik devreleri için ölçülecek daha fazla nicelik vardır. Her bir kapı için yansıma katsayılarının yanı sıra, ileri ve geri yönlerde iletimin de karakterize edilmesi gerekir. İki kapı için saçılma parametrelerinin tanımlanmasını istiyoruz. Fikir, bir kapıdaki gelen enerjisinin devre tarafından nasıl

saçıldığını ve diğer kapılardan nasıl çıktığını tanımlamaktır. İki kapıdan geçen tüm olası sinyal yolları, Şekil 2.10'da gösterilmektedir. İki kapı, dört karmaşık, frekansa bağlı saçılma:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}, \quad S_{12} = \frac{b_1}{a_2}, \quad S_{21} = \frac{b_2}{a_1}, \quad S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \quad (2.74)$$

Burada S_{11} ve S_{22} , sadece karşılık gelen diğer kapının öz empedansında sonlandırılması koşuluyla kendi kapılarının yansıma katsayılarına eşittir. S_{21} ve S_{12} , sırasıyla ileri ve geri iletim katsayılarıdır. S-parametresinin ilk alt indisi, giden dalganın hangi kapıda gözleneceğini, ikinci indis ise devrenin hangi kapıda uyarıldığını tanımlar. Bu yüzden, ileri iletim için ilgili S-parametresi S_{12} değil, S_{21} 'dir. S-parametreleri tam olarak aynı tanım takip edilerek ölçülür. VNA'nın iç kaynağı, birinci kapıda a_1 olarak adlandırılan bir gelen dalga uyarır. S_{11} ve S_{21} 'in belirlenmesini sağlayan b_1 ve b_2 , TEC'den çıkan dalgalar, ölçülür.



Şekil 2.10. İki kapılı bir devrenin tüm olası S-parametreleri

TEC'in tüm kapılarını kendi öz empedansları ile sonlandırmak çok önemlidir. Çoğu durumda, bu Z_0 'dır. Sonlandırma, istenmeyen yansımaları önler ve TEC'in yalnızca tek bir gelen dalgası tarafından uyarılmasını sağlar. Pratik S-parametresi ölçümleri için bu, TEC'in herhangi bir kapısının, bu kapının öz empedansına karşılık gelen eşleşmiş bir yüke bağlanması gerektiği anlamına gelir. Bu kural, özellikle VNA çıkış kapısına bağlı olan kapıyı içerir veya bir başka deyişle, üretici empedansının TEC empedansı ile eşleşmesi gerekir. S-parametreleri TEC'in kendine özgü bir özelliğidir ve ölçüm için kullanılan gelen gücün bir fonksiyonu değildir (doğrusallığın durumu). Açıkçası, ölçülen S-parametreleri ölçümü gerçekleştirmek için kullanılan araçlardan bağımsız olmalıdır. İki kapı üzerindeki rastgele faz ve büyüklükteki a_1 ve a_2 gelen dalgaları için saçılan b_1 ve b_2 dalgaları;

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (2.75a)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \quad (2.75b)$$

gibi belirlenebilir: Bu denklemler kolaylık sağlamak için matris biçiminde yazılabilir:

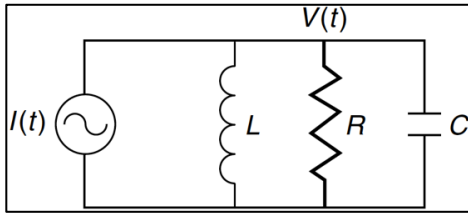
$$\vec{b} = \mathbf{S}\vec{a} \quad (2.76a)$$

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.76b)$$

S-matrisi TEC'in doğrusal bir modelidir. Çapraz elemanlar, her bir kapının yansıma katsayısını temsil eder. Kalan elemanlar ise kapılar arasındaki tüm olası sinyal iletim yollarını karakterize eder. S-matrisi tarafından verilen doğrusal denklemler bir seferde tek bir frekans için çözülmelidir. S-parametreleri, bir dizi tek, eşit uzaklıkta frekans adımı için belirli bir frekans aralığında elde edilir. N sayıda veri noktalarıyla, denklem sistemi N kez çözülür (Wendt, 2017).

2.5. Şönt Rezonant Devre Modeli

Bir akım üretici ile çalıştırılan bir salınım devresi, bir kovuğun tek bir kipini tanımlamak için en basit modeldir. Endüktansı L , kapasitansı C ve devre Şönt direnci R olan ve ω (harici üreticinin salınım frekansı) frekansında bir $I(t)$ akımı sağlayan basit bir akım üretici tarafından sürülen bir devre düşünelim (Şekil 2.11).



Şekil 2.11. Kovuk rezonatörünün devre modeli

Giriş dalga kılavuzunu ve dalga kılavuzu – kovuk bağdaştırma mekanizmasını içerecek şekilde model düşünülür. Üreticiden gelen sürücü akımı, kovuktaki eksenel gerilim ile tanımlanabilen devre boyunca bir $V(t)$ voltajı üretir. Devreden geçen toplam akım ve $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ rezonatör salınım frekansı olmak üzere, eşitliğin her iki tarafının türevi alınır.

$$I(t) = I_0 e^{j\omega t} = C\dot{V} + \left(\int V dt \right) / L + V/R \quad (2.77a)$$

$$\dot{I} = C\ddot{V} + \omega_0\dot{V}/Q + \omega_0^2V \quad (2.77b)$$

Rezonatör içinde depolanan enerji $U = CV_0^2/2$, V_0 tepe gerilimi, kovuk duvarında harcanan güç $P = V_0^2/2R$ ile ifade edilir. Ayrıca kalite faktörü $Q = \omega_0 RC$ olarak yazılır. Eş. 2.77b sönümlü osilatör denklemdir. Durağan-durum çözümünü elde etmek için, I_0 ve V_0 gerçel genlikler ve ϕ_c sürücü akımına göreli olarak rezonatör geriliminin fazı olmak üzere, $I_t = I_0 e^{j\omega t}$ ve $V_t = V_0 e^{j(\omega t + \phi_c)}$ ifadeleri kullanılır. Bu ifadeleri Eş. 2.77b'de yerine koyarak, $\phi_c = -\tan^{-1}\gamma_L$ olmak üzere durağan-durum çözümünü elde edebiliriz. γ_L , ayar bozunum çarpanı (detuning factor) olarak adlandırılır ve $\tan\phi_c = \gamma_L \equiv Q(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)$ ile tanımlanır (Wangler, 2008: 135-138; Jönsson, 2015: 12-15). Durağan-durum çözümü:

$$V_s(t) = \frac{RI_0}{\sqrt{1 + \tan^2(\phi_c)}} e^{j(\omega t + \phi_c)} = \frac{RI_0}{\sqrt{1 + \gamma^2}} e^{j(\omega t + \phi_c)} \quad (2.78)$$

Rezonatör bant genişliği, $\delta\omega = \omega - \omega_0$ ve $Q \gg 1$ olduğu durumda $\gamma_L \cong 2Q\delta\omega/\omega_0$ yaklaşımı tanımlanabilir. Eş. 2.77b'nin geçiş (transient) çözümü aşağıdaki şekilde yazılabilir ve bu eşitlik yardımıyla da devre Şönt empedansı elde edilebilir:

$$V_t(t) = e^{-\omega_0 t/2Q} [c_1 e^{j\omega_1 t} + c_2 e^{-j\omega_1 t}] \quad (2.79a)$$

$$Z = V/I = (Re^{j\phi_c})\sqrt{1 + \gamma^2} \quad (2.79b)$$

$\omega_1 \equiv \omega_0 \sqrt{1 - 1/(2Q)^2}$ ve c_1 ve c_2 $V(0) = V_s(0) = V_t(0) = 0$ başlangıç koşullarına bağlı sabitlerdir. Rezonatör zaman sabiti $\tau \equiv 2Q/\omega_0$ (kovuk dolma zamanı) ile tanımlanır (Wangler, 2008: 136-137). Rezonans durumunda ($\gamma_L = \phi_c = 0$) ve Eş. 2.78 ve 2.79b'den kovuk gerilimi ve empedansı R devre Şönt rezistansı ile artar. Rezonans olmadığı durumda, $\omega < \omega_0$, ϕ_c pozitifdir ve rezonatör gerilimi sürücü akımına neden olur. Kural olarak, bir osilatörün bant genişliği, gerilim tepe değerinin $\sqrt{2}$ oranından daha düşük ya da $\gamma_L \cong 2Q\delta\omega/\omega_0 = 1$ olduğu durumda, rezonans eğrisinin tepesinin her iki tarafındaki iki nokta arasındaki $\Delta\omega$ frekans farkı olarak adlandırılır. Bu iki noktaya yarım güç noktaları denir ve rezonatör bant genişliği $\Delta\omega = 2\delta\omega = \omega_0/Q$ olarak tanımlanır ve kovuğun Q değerini ölçmek için kullanılır. Kovuk rezonans eğrisinin ölçümü, ω_0 , $\Delta\omega$ ve $Q = \omega_0/\Delta\omega$ belirlenmesini sağlar. Eş. 2.77b'nin genel çözümü aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$V(t) = V_s(t) = V_t(t) = e^{-\omega_0 t/2Q} [c_1 e^{j\omega_1 t} + c_2 e^{-j\omega_1 t}] + \frac{RI_0 e^{j(\omega t + \phi_c)}}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \quad (2.80)$$

Rezonans durumunda, $c_1 = c_2 = -RI_0/2$ ve $Q \gg 1$ olarak varsayarsak, Eş. 2.80'nin gerçel kısmı için $V(t, \omega = \omega_0) = RI_0(1 - e^{-t/\tau})\cos(\omega_0 t)$ ifadesi elde edilir. Bu, sürücü akımının $t = 0$ 'da I_0 genliği ile iletme geçtiği durumda, rezonatör geriliminin zamana bağlılığını gösterir. Birkaç zaman sabiti aralığından sonra, gerilim neredeyse $V(t) = RI_0 \cos(\omega_0 t)$ durağan-durum değerine ulaşır (Wangler, 2008: 135-138). Bir kovuk için diğer tanımlama, Condon yaklaşımını izleyen doğrudan Maxwell denklemlerine dayanır. Kovuk rezonatörünün iletken duvarlarla sınırlandırıldığı varsayılır, bu nedenle çeşitli rezonans kiplerinin Q değerleri büyüktür. Rezonatör, birbiri ile ilişkili olan bir dizi rezonans frekansına (ω_n) sahiptir (Condon, 1941). İdeal bir kovuğu, sıfır güç kaybına sahip ve hacminde hiç akım kaynağı olmayan bir hızlandırıcı elemanı gibi düşünüyoruz. Maxwell denklemleri Amper yasası kullanılarak kovuk içinde salınan EM alanlar, aşağıda verilen dalga denklemini sağlayan $\vec{A}(\vec{r}, t)$ vektör potansiyelinden türetilir. Uzay ve zamanın fonksiyonları olan ϕ skaler ve $\vec{A}$ vektör potansiyeli, $\vec{E} = -\nabla\phi - \partial\vec{A}/\partial t$ ve $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ eşitlikleri ile tanımlanır ve $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ kullanılarak aşağıdaki dalga denklemi elde edilir:

$$\nabla^2 \vec{A}(\vec{r}, t) - 1/c^2 \partial^2 / \partial t^2 \vec{A}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (2.81)$$

İdeal kayıpsız kovuk, $\vec{J}(\vec{r}, t) = 0$ ile Eş. 2.81'i sağlayan sonsuz sayıda öz değere sahip olacaktır. Böylece her bir n kipi, ω_n (n . kipi rezonant frekansı) frekansında $\nabla^2 \vec{A}_n(\vec{r}) + (\omega_n/c)^2 = 0$ Helmholtz eşitliğini sağlayan $\vec{A}_n(\vec{r}, t) = \vec{A}_n(\vec{r})e^{j\omega_n t}$ öz vektör potansiyelinde harmonik bir zaman bağımlılığına sahiptir. Hızlandırıcı kovuk içinde sınır koşullarını sağlayan keyfi bir EM alan, öz (eigen) kiplerinin bir açılımı olarak yazılabilir:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_n q_n(t) \vec{A}_n(\vec{r}) \quad (2.82)$$

$\vec{A}_n(\vec{r})$, δ_{mn} 'in Kronecker ($n \neq m \Rightarrow \delta_{mn} = 0$ ve $n = m \Rightarrow \delta_{mn} = 1$) ve U_n 'nin ($U_n = (\epsilon_0/2) \int \vec{E}_n^2(\vec{r}) dV = (\epsilon_0 \omega_n^2/2) \int \vec{A}_n^2(\vec{r}) dV$) n .kip için depolanan enerji olduğu durumda:

$$\int \vec{A}_m \cdot \vec{A}_n dV = 2\delta_{mn}\sqrt{U_m U_n}/\varepsilon_0 \omega_m \omega_n \quad (2.83)$$

denklemini sağlanır. Uygun bir bağdaştır mekanizmasının yaygın bir örneği, kovuk duvarı üzerinde küçük bir delikten sokulan bir eşeksenli iletim hattının ucundaki bir halkadır. Sürücü akımının q_n uyarılma genliği üzerindeki etkisini belirlemek için Eş. 2.82'yi Eş. 2.81'de yerine koyarak, $\vec{A}_n(\vec{r})$ ile çarparak ve bir dV hacmi içerisinde entegre ederek: aşağıdaki eşitliği elde ederiz (Condon,1941; Wangler, 2008: 135-138).

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left\{ \sum_n q_n(t) \vec{A}_n(\vec{r}) \right\} \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \sum_n q_n(t) \vec{A}_n(\vec{r}) \right\} \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) \\ = -\mu_0 \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.84)$$

$$\frac{d^2 q_n}{dt^2} \cdot \vec{A}_n^2(\vec{r}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \sum_n q_n(t) \right\} \cdot \vec{A}_n^2(\vec{r}) = -\mu_0 \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) \quad (2.85)$$

$1/c^2 = \mu_0 \varepsilon_0$ ($c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$) ifadesi kullanılarak denklemin son halini elde ederiz:

$$\frac{d^2 q_n}{dt^2} + \omega_n^2 q_n = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) dV}{\int \vec{A}_n^2(\vec{r}) dV} \quad (2.86)$$

Yukarıdaki eşitliklerde Maxwell denklemleri için SI birim sistemi kullanılmıştır, şayet Gausyen birim sistemi kullanılırsa Eş. 2.86 $d^2 q_n/dt^2 + \omega_n^2 q_n = 4\pi c^2 I_n(t)$ şeklinde de yazılabilir (Condon,1941). Kovuk içinde bir $\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_n I_n(t) \vec{A}_n(\vec{r})$ akım – yoğunluk dağılımı oluşturan harici bir üreticin, bazı bağdaşma mekanizmaları vasıtasıyla kovuğu uyardığını varsayalım. Kovuk içerisinde hangi rezonans kiplerinin uyarıldığını hesaplamak istenirse. Bu eşitliğin her iki tarafı $\vec{A}_n(\vec{r})$ ile çarpılıp dV hacmi üzerinden entegre edilir. Ayrıca, $\vec{A}$ değerlerini normalize etmek için kullanılan $\int \vec{A}_n(\vec{r}) \cdot \vec{A}_b(\vec{r}) dV = V$ ($n = b$ durumunda) birbirine dik olma yaklaşımı kullanılarak $I_n(t)$ katsayısı elde edilir:

$$I_n(t) = \frac{\int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) dV}{\int \vec{A}_n^2(\vec{r}) dV} = \frac{1}{V} \int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) dV \quad (2.87)$$

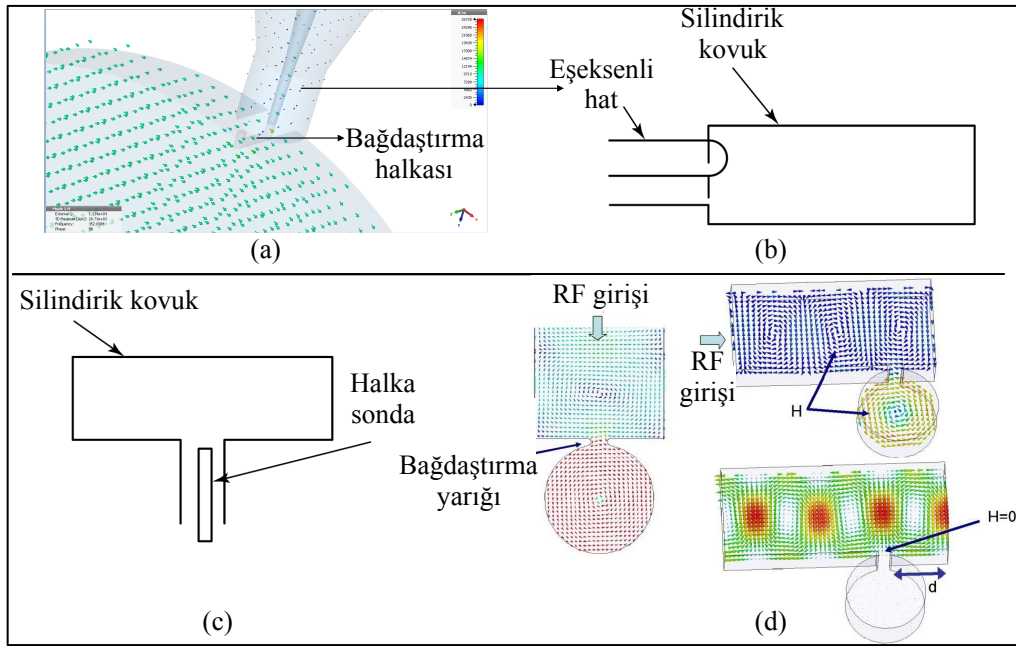
Kovuk duvarlarındaki ohmik kayıpların etkisi, kip için P_n , ortalama güç kaybı olmak üzere $Q_n = \omega_n U_n / P_n$ ile ifade edilen kalite faktörüne bağlı olan bir sönümleme terimi getirir. Kalite faktörü, parçacık hızlandırıcılarında parçacığın ne kadar etkin bir şekilde hızlandırıldığıнын ölçüsüdür. Kovuk içerisinde harcanan güç ne kadar az ise kalite faktörü o kadar yüksektir. Sönümlenmiş sürücü bir osilatörün denklemi şimdi şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{d^2 q_n}{dt^2} + \frac{\omega_n}{Q_n} \frac{dq_n}{dt} + \omega_n^2 q_n = 4\pi c^2 I_n(t) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) dV}{\int \vec{A}_n^2(\vec{r}) dV} \quad (2.88)$$

Bu eşitlik, kovuk içerisinde n. kipi uyarılma genliği olan q_n 'nin hesaplanmasını sağlar. Bu eşitliğin sağ tarafındaki integral ifadesi ($I_n(t)$ terimi), n. kipi uyarmak için akım dağılımının etkinliğini belirler. Fiziksel olarak, Eş. 2.88'nin sağındaki sürücü teriminin, kip için vektör potansiyeli ile bağdaştırma cihazı tarafından üretilen akım yoğunluğunun örtüşmesiyle orantılı olduğunu gösterir. Kovuğun dinamik performansını tanımlayan bu eşitlik, kovuğun Şönt rezonans modelini tanımlayan Eş. 2.77b'de ki gibi forma sahiptir. Fiziksel olarak Eş. 2.88, sağ taraftaki sürücü teriminin bağdaştırıcı tarafından üretilen akım yoğunluğu ile bu kipi vektör potansiyelinin örtüşmesiyle orantılı olduğunu gösterir. (Wangler, 2008: 135-138).

2.5.1. Duran-dalga kovuklara güç aktarımı, kovukların uyarılması

Bir kovuğu uyarma, EM enerjiyi bir duran-dalga kovuğa aktarım için en yaygın yöntemler Şekil 2.12'de görülmektedir (Alesini, 2011; CST, 2018; Wangler, 2008: 138-140). Yöntemler; i) eşdeğer manyetik kaynağı kovuk ile bağdaştırılmış bir halka tarafından üretilen manyetik alan olan manyetik bağdaştırma halkası, ii) eşdeğer elektrik kaynağı kovuk ile bağdaştırılmış bir anten üzerindeki akımlar olan bir elektrik bağdaştırma anteni veya sondasıdır (prob) ve son olarak iii) eşdeğer manyetik kaynağı kılavuz ve kovuk arasındaki bir yarık üzerindeki manyetik alan olan manyetik bağdaştırma yarığı veya açıklıktır. Bu bağdaştırma yöntemi Şekil 2.12a ve ayrıca 2.12b'de gösterildiği gibi halka anteni kullanılarak gerçekleştirilebilir ve Eş. 2.88 ile analiz edilebilir. Sürücü akımı $I(t)$, tek turlu bir tel halkası olan bir halka bağdaştırıcı tarafından taşınır. Uygulamada olduğu gibi, $I(t)$ teldeki toplam akım olmak üzere $\vec{J}$ akımı telin küçük kesiti ile sınırlandırılmışsa $I(t)dl = \vec{J}(\vec{r}, t)dV$ olarak yazılabilir.



Şekil 2.12. Bağdaştırıcı ve SW kovuk arasında güç bağdaştırma yöntemleri; (a) ve (b): Manyetik bağdaştırma. (c): Eşeksenli elektrik bağdaştırma. (d): Dalga kılavuzları üzerinde yarık

- i) Bir eşeksenli iletim hattının sonunda bir manyetik bağdaştırma halkası: Bir hızlandırıcı kovuğu ile dalga kılavuzu arasında manyetik bağdaştırma

Burada, dl , tel boyunca bir uzunluk elemanıdır. Bu eşitliğin her iki tarafını $\vec{A}_n(\vec{r})$ ile çarparak ve bir dV hacmi içerisinde entegre ederek:

$$\int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}_n(\vec{r}) dV = I(t) \oint \vec{A}_n(\vec{r}) \cdot d\vec{l} \quad (2.89)$$

ifadesini elde ederiz. Eş. 2.88'in sağ tarafı tel boyunca bu integral ifadesini içerir. $\vec{A}_n(\vec{r})$, teldeki pertürbe olmamış kipin vektör potansiyelidir. $\vec{B}_n$, manyetik alan olmak üzere Maxwell denklemlerinden $\vec{\nabla} \times \vec{A}_n = \vec{B}_n$ ifadesi biliniyor ve Stokes teoremi yardımıyla, denklem aşağıdaki halini alır:

$$\oint \vec{A}_n \cdot d\vec{l} = \iint \vec{\nabla} \times \vec{A}_n \cdot d\vec{S} = \iint \vec{B}_n \cdot d\vec{S} = \Phi_n = \Phi_{ilmek} \quad (2.90)$$

Burada Φ_n , n. kipin uyarılma genliğinden kaynaklanan akım taşıyan halka boyunca manyetik akı ve $d\vec{S}$ halka düzlemindeki alan elemanıdır. Bu yüzden, bu niceliği bu kipte halkanın

karşılıklı endüktansı olarak yorumlamak uygundur. Eş. 2.89 ve 2.90'ı Eş. 2.88'de yerine koyarak durağan-durum uyarılma genliği ifadesi elde edilir.

$$\frac{d^2 q_n}{dt^2} + \frac{\omega_n}{Q_n} \frac{dq_n}{dt} + \omega_n^2 q_n = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{I(t) \Phi_n}{\int \overline{A_n}^2(\vec{r}) dV} \quad (2.91)$$

$n = m \Rightarrow \delta_{mn} = 1$ durumunda $\int \overline{A_n}^2(\vec{r}) dV = 2U_n/(\epsilon_0 \omega_n^2)$ ve denklem aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{d^2 q_n}{dt^2} + \frac{\omega_n}{Q_n} \frac{dq_n}{dt} + \omega_n^2 q_n = \frac{I(t) \Phi_n \omega_n^2}{2U_n} \quad (2.92)$$

Eş. 2.92'deki denklem çözülerek durağan-durum uyarılma genliği için kovuklarda hacimsel akım dağılımlarınca uyarılan alanları bir vektör potansiyel fonksiyonu üzerinden;

$$|q_n| = Q_n I(t) \Phi_n / 2U_n \quad (2.93)$$

olur (Wangler, 2008: 138-139). Q_n , Φ_n ve U_n kpin özellikleri ve bağdaştırıcı sabitleridir. Kovuk uyarma teorisinde, bir hat ile bir kovuk arasında güç bağdaştırma için pertürbatif analitik yaklaşımlar da izlenebilir. Bağdaştırma yarıkları veya antenler, kovuk ve kılavuz geometrisini değiştirmektedir ve sorun şu ki kovuk içindeki alan artmaya başladığında, kovuğun kendisi aynı yarık veya anten boyunca kılavuza enerji yayar. Durağan-durumda ve belirli bir çalışma frekansında ise kovuğa aktarılan, duvarlarda harcanan ve kovuktan tekrar iletim hattına salınan güç arasında bir denge vardır. Bu sorunun analitik kesin çözümü imkansızdır. Harici bir bağdaştırma olmadan, tek yapı, kapalı, metalik bir kovuk düşünelim. Böyle bir kovukta kiplerin bir seri halinde genişletilebileceği daha önce belirtilmişti. Tam bir seri genişletmeye sahip olmak için hem solenoidal hem de dönel olmayan kiplere ihtiyaç vardır. Bu defa $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ alanları ayrı ayrı, frekans uzayında, ideal (kayıpsız) ve kapalı metalik bir kovuk içerisinde $\vec{E}_n$ ve $\vec{H}_n$ öz fonksiyonlarının bir açılımı olarak düşünülebilir:

$$\vec{E} = \sum_n e_n(t) \vec{E}_n + \sum_n f_n(t) \vec{F}_n \quad (2.94a)$$

$$\vec{H} = \sum_n h_n(t) \vec{H}_n = \sum_n g_n(t) \vec{G}_n \quad (2.94b)$$

Burada e_n , h_n , f_n ve g_n zamana bağlı kip genlikleridir. $\vec{E}_n$ ve $\vec{H}_n$ öz fonksiyonları ise:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \vec{E}_n + k_n^2 \vec{E}_n = 0 \\ \vec{n} \times \vec{E}_n = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_n = 0 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \vec{H}_n + k_n^2 \vec{H}_n = 0 \\ \vec{n} \cdot \vec{H}_n = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_n = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Kovuk hacminde, } V \\ \text{Kovuk yüzeyinde, } S \\ \text{V hacminde ve S yüzeyinde} \end{array} \quad (2.95)$$

denklemlerinin çözümleridir. Eş. 2.95'deki ilk denklemler Helmholtz denklemleridir ve k_n kipi $\omega_n = k_n(\mu\epsilon)^{-1/2}$ genel bağıntısı ile verilen n. kipi rezonant frekansı ile ilişkili olan problemlerin öz değerleridir. S yüzeyinde $\hat{n} \times \vec{E} = \hat{n} \cdot \vec{H}$ olduğundan ve kip fonksiyonları benzer sınır koşullarını sağladığından, seri düzgün bir şekilde yakınsaktır ve terim terim türevlenebilir (Alesini 2011; Collin, 2007: 533). Maxwell dönel denklemleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \sum_n e_n \vec{\nabla} \times \vec{E}_n + \sum_n e_n k_n \vec{H}_n = -\mu \sum_n \frac{\partial h_n}{\partial t} \vec{H}_n - \mu \sum_n \frac{\partial g_n}{\partial t} \vec{G}_n \quad (2.96a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sum_n h_n \vec{\nabla} \times \vec{H}_n + \sum_n h_n k_n \vec{E}_n = \epsilon \sum_n \frac{\partial e_n}{\partial t} \vec{E}_n + \epsilon \sum_n \frac{\partial f_n}{\partial t} \vec{F}_n \quad (2.96b)$$

İlk denklem H_n ve G_n ve ikinci denklem $\vec{E}_n$ ve $\vec{F}_n$ fonksiyonları ile skaler olarak çarpılıp kovuk hacmi üzerinden integrali alınırsa ve ayrıca $\int_V \vec{H}_n \cdot \vec{H}_m dV = \delta_{nm} = 0$ ($n \neq m$ için) birbirine dik olma özellikleri (Collin, 2007: 531-533) ile aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$e_n k_n = -\mu \partial h_n / \partial t, \quad (\partial g_n / \partial t = 0) \quad (2.97a)$$

$$h_n k_n = \epsilon e_n / \partial t, \quad (\partial f_n / \partial t = 0) \quad (2.97b)$$

Eş. 2.97'de sol taraftaki ifadeler için aşağıdaki denklemleri elde edilebilir:

$$\partial^2 e_n / \partial t^2 + k_n^2 / \mu \epsilon e_n = 0, \quad \partial^2 h_n / \partial t^2 + k_n^2 / \mu \epsilon h_n = 0 \quad (2.98)$$

Mükemmel iletken duvarlara sahip harici kaynaksız kapalı metalik bir kovukta, ancak $\omega = \omega_n$ olduğu durumda, $e_n \neq 0$ yazabiliriz ve Eş. 2.98 çözümlerinden e_n ve h_n elde edilir:

$$e_n = e^{j\omega_n t} \quad (2.99a)$$

$$h_n = (jk_n/\omega_n \mu) e_n = j\sqrt{\varepsilon/\mu} e_n = j\sqrt{\varepsilon/\mu} e^{j\omega_n t} \quad (2.99b)$$

Hacim kaynaklarının yokluğunda, $n \neq 0$ için $\vec{F}_n$ ve $\vec{G}_n$ yoktur. Bu durumda, kovuk içerisinde EM alanlar aşağıdaki gibi öz fonksiyonların bir açılımı olarak tekrar yazılabilir:

$$\vec{E} = e_n \vec{E}_n = \vec{E}_n e^{j\omega_n t} \quad (2.100a)$$

$$\vec{H} = h_n \vec{H}_n = j(\varepsilon/\mu) \vec{H}_n e^{j\omega_n t} \quad (2.100b)$$

Bu sonuçlar ε ve μ niceliklerinin karmaşık değerli alınması koşuluyla, kovuk malzemesinin kayıplı olduğu durumda da geçerlidir. Bu durumda ω_n karmaşıktır ve sanal kısım kipin sönümünü temsil eder (Collin, 2007: 534). Duvar kayıplarının olduğu durum, kayıplı duvarlara sahip kaynaksız bir kovuk durumundan başlayarak pertürbatif bir yaklaşımla ele alınabilir. e_n , h_n , f_n ve g_n zamandan bağımsız kip genlikleri olmak üzere, alanlar yine;

$$\vec{E} e^{j\omega t} = \sum_n e_n \vec{E}_n e^{j\omega t} + \sum_n f_n \vec{F}_n e^{j\omega t} \quad (2.101a)$$

$$\vec{H} e^{j\omega t} = \sum_n h_n \vec{H}_n e^{j\omega t} + \sum_n g_n \vec{G}_n e^{j\omega t} \quad (2.101b)$$

$\vec{E}_n$ ve $\vec{H}_n$ öz fonksiyonlarının bir açılımı olarak düşünülür. Duvarların sınırlı iletkenliğini hesaba katabilmek için Z_m yüzey empedansının uygulanabileceği bir $e^{j\omega t}$ zaman değişimi varsayılır. $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ 'nin açılımının yapıldığı kipler, S yüzeyinde $\hat{n} \times \vec{E}_n = \hat{n} \times \vec{F}_n = 0$ ve $\hat{n} \cdot \vec{H}_n = \hat{n} \cdot \vec{G}_n = 0$ sınır koşullarını sağladığından, $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ için seri açılımlar S sınırında düzgün biçimde yakınsak olmaz. Eş. 2.101'in döneline matematiksel olarak terim terim değerlendirmesi zor olduğundan bu durumda Diverjans teoremi kullanılır:

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \times \vec{H}_n dV = \int_V (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot \vec{H}_n dV - \int_V \vec{\nabla} \times \vec{H}_n \cdot \vec{E} dV = \oint_S \hat{n} \times \vec{E} \cdot \vec{H}_n dS \quad (2.102)$$

$\vec{\nabla} \times \vec{H}_n$ yerine $k_n \vec{E}_n$ ve $\vec{\nabla} \times \vec{E}$ yerine $j\omega\mu\vec{H}$ yazarak ve Eş. 2.101 açılımı kullanılarak ve eigen fonksiyonlarının dik olma özellikleri kullanılarak aşağıdaki eşitliği elde ederiz:

$$j\omega\mu h_n - k_n e_n = \oint_S (\hat{n} \times \vec{E}) \cdot \vec{H}_n dS = Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{H}_n dS \quad (2.103)$$

$\hat{n} \cdot \vec{H}_n = 0$ olduğundan, $\vec{H}_t$ teğetsel manyetik alan olmak üzere $\vec{H}_n \cdot \vec{H} = \vec{H}_n \cdot \vec{H}_t$ olarak yazılabilir. Benzer şekilde aşağıdaki eşitlik yazılabilir:

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_n \times \vec{H} dV = \int_V (\vec{\nabla} \times \vec{E}_n \cdot \vec{H} - \vec{\nabla} \times \vec{H} \cdot \vec{E}_n) dV = \oint_S \hat{n} \times \vec{E}_n \cdot \vec{H} dS \quad (2.104)$$

$\vec{\nabla} \times \vec{E}_n$ yerine $k_n \vec{H}_n$ ve $\vec{\nabla} \times \vec{H}$ yerine $j\omega\epsilon\vec{E}$ yazarak ve Eş. 2.101 kullanılarak $j\omega\epsilon e_n = k_n h_n$ elde edilir. Bu ve Eş. 2.103 kullanılarak, $k^2 = \omega^2\mu\epsilon$ iken e_n ve h_n elde edilebilir.

$$h_n = j\omega\epsilon/(k^2 - k_n^2) Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{H}_n dS \quad (2.105)$$

Son olarak, sönümlenme katsayısı, $\delta = \omega_n/2Q_n$ olmak üzere ancak ω aşağıdaki denklemi sağladığı durumda, e_n ve h_n katsayılarının sıfırdan farklı olduğunu göstermek mümkündür:

$$\omega - \delta = j\omega_n \left(1 - \frac{1}{2Q_n}\right) - \frac{1}{2Q_n} \rightarrow \omega = j\omega_n \left(1 - \frac{1}{2Q_n}\right) + j\frac{\omega_n}{2Q_n} \quad (2.106)$$

Eş. 2.106 serbest salınım frekansının kayıpsız rezonans frekansından farklı olduğunu gösterir. Burada n. kip için kovuk kalite faktörü, duvarlarda harcanan ortalama güç ve depolanan ortalama enerji ifadeleri sırasıyla $Q_n = \omega_n W_m / P_d$, $P_d = R/2 \oint_S |H_n|^2 dS$ ve $W_m = \mu/4 \int_V |H_n|^2 dV = \mu/4$ ile yazılabilir (Alesini, 2011; Collin, 2007: 535-536). Bir dalga kılavuzu veya eşeksenli ile harici olarak bağdaşmış bir kovuğu ele alalım. Pertürbatif yaklaşımda, bir kovuğun içindeki manyetik ve elektrik dipoller tarafından kip uyarımları, kiplerin kaynaklarını temsil eden eşdeğer bir elektrik ($\vec{J}$) veya manyetik ($\vec{J}_m$) yoğunluk akımları ile modellenebilir. $\vec{M}$ magnetizasyon, $\mu_0 \vec{M}$ polarizasyon vektörü ya da manyetik dipol moment yoğunluğu (manyetik polarizasyonu) ve $\vec{P}$ polarizasyon vektörü ya da elektrik

dipol moment yoğunluğudur (elektrik polarizasyonu). Bir kovuğun, konumu $\vec{r}_0$ vektörüyle tanımlandığı bir noktada sonsuz küçük elektrik ve manyetik dipoller içerdiğini düşünelim:

$$\vec{P} = \vec{P}_0 e^{j\omega t} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (2.107a)$$

$$\vec{M} = \vec{M}_0 e^{j\omega t} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (2.107b)$$

Üç boyutlu $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ fonksiyonu, dipollerin $\vec{r} = \vec{r}_0$ noktasına yerleştirildiğini gösterir. Bu fonksiyon, $\vec{r}_0$ 'da sürekli olan rastgele $\vec{A}$ vektörü için, $\vec{r}_0$ noktası V hacmine dahil edildiğinde:

$$\int_V \vec{A}(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) dV = \vec{A}(\vec{r}_0) \quad (2.108)$$

şeklinde tanımlanır. Dielektrik bir ortamda, manyetik ve elektrik akı yoğunluğu (toplam yer değiştirme akısı) sırasıyla $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ ve $\vec{D} = \epsilon_0(\vec{E} + \vec{P})$ ile yazılır. $e^{j\omega t}$, zaman faktörünün bastırıldığı durumda, Eş. 2.107 kullanılarak dönel Maxwell denklemleri:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \vec{B} = -j\mu_0 \vec{H} - j\omega \mu_0 \vec{M}_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (2.109a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \vec{D} = -j\omega \epsilon_0 \vec{E} - j\omega \vec{P}_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (2.109b)$$

olarak yazılır. Alanlar için Eş. 2.101 açılımları kullanılarak kip genlikleri elde edilir:

$$\vec{E} = \sum_n e_n \vec{E}_n + \sum_n f_n \vec{F}_n \quad (2.110a)$$

$$\vec{H} = \sum_n h_n \vec{H}_n + \sum_n g_n \vec{G}_n \quad (2.110b)$$

e_n ve h_n açılım katsayılarını bulmak için; Eş. 2.102 ve 2.103 birlikte yazılıp, $\vec{\nabla} \times \vec{E}$ için Eş. 2.109a'nın sağ tarafı kullanılır. Yine $\vec{\nabla} \times \vec{H}_n$ yerine $k_n \vec{E}_n$ yazılır ve son olarak Eş. 2.100'ün sol tarafındaki ifadeler yerine konulur ($\vec{E} = e_n \vec{E}_n$ ve $\vec{H} = h_n \vec{H}_n$):

$$\begin{aligned}
\int_V (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot \vec{H}_n dV - \int_V \vec{\nabla} \times \vec{H}_n \cdot \vec{E} dV &= \oint_S \hat{n} \times \vec{E} \cdot \vec{H}_n dS = Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{H}_n dS \\
&= \int_V [-j\mu_0 \vec{H} - j\omega\mu_0 \vec{M}_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)] \cdot \vec{H}_n dV - k_n \int_V \vec{E}_n \cdot \vec{E} dV \\
\int_V [-j\mu_0 h_n \vec{H}_n \cdot \vec{H}_n - j\omega\mu_0 \vec{M}_0 \vec{H}_n \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)] dV - k_n \int_V e_n \vec{E}_n \cdot \vec{E}_n dV \\
&= -j\omega\mu_0 h_n - k_n e_n - j\omega\mu_0 \vec{M}_0 \cdot \vec{H}_n(\vec{r}_0)
\end{aligned} \tag{2.111}$$

Eş. 2.108 uygulanarak $(\int_V \vec{H}_n(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) dV = \vec{H}_n(\vec{r}_0))$ ve birbirine dik olma özelliğinden $[(\int_V H_n^2 dV = 1), (\int_V E_n^2 dV = 1)]$ son ifade elde edilmiştir. Benzer şekilde bu defa Eş. 2.104 kullanılarak, $\vec{\nabla} \times \vec{H}$ için Eş. 2.109a'nın sağ tarafı kullanılır ve $\vec{\nabla} \times \vec{E}_n$ yerine $k_n \vec{H}_n$ yazılarak aşağıdaki bağıntı elde edilir:

$$k_n h_n = j\omega\epsilon_0 e_n + j\omega \vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n(\vec{r}_0) \tag{2.112}$$

g_n için bir denklem elde etmek için aşağıdaki ifade kullanılır:

$$\int_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \times \vec{G}_n dV = \oint_S \hat{n} \times \vec{E} \cdot \vec{G}_n dS = Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{G}_n dS \tag{2.113}$$

$\vec{\nabla} \times \vec{E}$ için Eş. 2.109a, Eş. 2.110a açılımı ve $\vec{H}_n$ ile $\vec{G}_n$ için dik olma şartı kullanılarak ve $\vec{\nabla} \times \vec{G}_n = 0$ olduğundan aşağıdaki ifade elde edilir:

$$j\omega\mu_0 g_n + j\omega\mu_0 \vec{M}_0 \cdot \vec{G}_n(\vec{r}_0) = -Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{G}_n dS \tag{2.114}$$

Benzer şekilde, Eş. 2.109b ve 2.110a ile aşağıdaki ifade kullanılarak f_n elde edilir:

$$\begin{aligned}
\int_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_n) \times \vec{H} dV &= \int_V (\vec{H} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{F}_n - \vec{F}_n \cdot \vec{\nabla} \times \vec{H}) dV \\
&= - \int_V (\vec{F}_n \cdot \vec{\nabla} \times \vec{H}) dV = \oint_S \hat{n} \times \vec{F}_n \cdot \vec{H} dV = 0
\end{aligned} \tag{2.115a}$$

$$j\omega\epsilon_0 f_n = -j\omega\vec{P}_0 \cdot \vec{F}_n(\vec{r}_0) \quad (2.115b)$$

e_n, h_n, f_n ve g_n açılım katsayıları ve $k_0^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0$ için aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$j\omega\epsilon_0 e_n = k_n h_n = j\omega\vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n(\vec{r}_0) \quad (2.116a)$$

$$h_n = \frac{-1}{k_0^2 - k_n^2} j\omega k_n \vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n + k_0^2 \vec{M}_0 \cdot \vec{H}_n - j\omega\epsilon_0 Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{H}_n dS \quad (2.116b)$$

$$j\omega\epsilon_0 f_n = -j\omega\vec{P}_0 \cdot \vec{F}_n \quad (2.116c)$$

$$j\omega\mu_0 g_n = -j\omega\mu_0 \vec{M}_0 \cdot \vec{G}_n - Z_m \oint_S \vec{H} \cdot \vec{G}_n dS \quad (2.116d)$$

Kovuklarla ilgili pratik problemlerde, yukarıdaki denklemler basitleştirilebilir ve genelde ω , ω_n frekansına neredeyse eşittir. Eş. 2.116'ya göre, tüm h_m ve e_m katsayıları, $n \neq m$ durumunda, h_n 'e göre daha küçük olacaktır ve alan ağırlıklı olarak H_n ve E_n kipleri tarafından tanımlanacaktır. Kayıpsız çözümden kaynaklanan küçük pertürbasyonları temsil eden yüzey integrallerinde ve kayda değer bir hata olmaksızın $\vec{H}$ 'yi $h_n \vec{H}_n$ şeklinde yazabiliriz. Ek olarak, g_n denkleminde, yüzey integral terimi bir yaklaşık açılımın ilk terimine kadar ihmal edilebilir. $\oint_S \vec{H}_n \cdot \vec{H}_n dS = \omega\mu_0/Q_n Z_m$ ilişkisini (Collin, 2007: 538-540), eğer kipler bağdaşmayacak şekilde seçildiyse kullanabiliriz ve $k_0^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0$ bağıntısını da kullanarak Eş. 2.116 yerine,

$$\left[k_0^2 \left(1 + \frac{1-j}{Q_n} \right) - k_n^2 \right] h_n = -j\omega k_n \vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n - k_0^2 \vec{M}_0 \cdot \vec{H}_n \quad (2.117)$$

sadeleştirilmiş eşitliği elde edilir. $\vec{E}_n$ ve $\vec{H}_n$ rezonant kiplerinin uyarılma katsayıları ile dipol kaynakları etrafında bulunan yerel alanı tanımlayan f_n ve g_n katsayıları elde edilir:

$$h_n = \frac{j\omega k_n \vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n + k_0^2 \vec{M}_0 \cdot \vec{H}_n}{k_n^2 - k_0^2 \left(1 + \frac{1-j}{Q_n} \right)} \quad (2.118a)$$

$$e_n = -\frac{j\omega\mu_0 k_n \vec{M}_0 \cdot \vec{H}_n + j\omega \vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n}{k_n^2 - k_0^2 \left(1 + \frac{1-j}{Q_n}\right)} \quad (2.118b)$$

$$\epsilon_0 f_n = -\vec{P}_0 \cdot \vec{E}_n, \quad g_n = -\vec{M}_0 \cdot \vec{H}_n \quad (2.118c)$$

f_n ve g_n katsayıları dipol kaynakları etrafında bulunan yerel alanı tanımlar. Kovuklarda hacimsel akım dağılımlarınca uyarılan alanlar yukarıda ki yöntemle çözülebilir. Örneğin, $\vec{J}(\vec{r}_0) = e^{j\omega_n t}$ hacimsel akım dağılımına sahip bir kovuğu düşünelim. Akımın bir diferansiyel elemanı, $\vec{J}/j\omega$ olarak verilen bir momente sahip bir $\vec{P}$ elektrik dipolüne eşdeğer olarak kabul edilebilir. Böylece, $\vec{r}_0$ noktasında bulunan $\vec{J}(\vec{r}_0)\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ bir akım elemanından, n. kipi genlikleri Eş. 2.118'ün $j\omega$ 'ya bölümü olarak verilir. Akım, n. rezonans kipi ω_n frekansına bağlı değiştiğinde, sadece bu kip büyük bir genlik ile uyarılır. Hacimsel akım dağılımına bağlı olarak n. kipi alan genliği, e_n , her bir akım elemanının katkıları toplanarak bulunur. Burada $\delta = \omega/\omega_n - \omega_n/\omega$ ve ebb $\rightarrow$ elektrik, mbb $\rightarrow$ manyetik bağdaştırma bölgesini tanımlar ve aynı şekilde h_n manyetik alan genliği içinde;

$$\begin{aligned} e_n &\cong -\left(j\omega\mu_0 \int_{\text{ebb}} \vec{J}(\vec{r}_0) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}_0) dV + k_n \int_{\text{mbb}} \vec{J}_m(\vec{r}_0) \cdot \vec{H}_n(\vec{r}_0) dV \right) \\ &\quad / \left\{ k_n^2 - k_0^2 \left(1 + \frac{1-j}{Q_n} \right) \right\} \\ &\cong \left(\frac{-Q_n}{\omega_n \epsilon} \int_{\text{ebb}} \vec{J}(\vec{r}_0) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}_0) dV + \frac{jQ_n}{k_n} \int_{\text{mbb}} \vec{J}_m(\vec{r}_0) \right. \\ &\quad \left. \cdot \vec{H}_n(\vec{r}_0) dV \right) / \{1 + jQ_n \delta\} \end{aligned} \quad (2.119)$$

$$\begin{aligned} h_n &\cong -\left(k_n \int_{\text{ebb}} \vec{J}(\vec{r}_0) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}_0) dV - j\omega\epsilon \int_{\text{mbb}} \vec{J}_m(\vec{r}_0) \cdot \vec{H}_n(\vec{r}_0) dV \right) \\ &\quad / \left\{ k_n^2 - k_0^2 \left(1 + \frac{1-j}{Q_n} \right) \right\} \\ &\cong \left(\frac{jQ_n}{k_n} \int_{\text{ebb}} \vec{J}(\vec{r}_0) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}_0) dV + \frac{Q_n}{\omega_n \mu_0} \int_{\text{mbb}} \vec{J}_m(\vec{r}_0) \right. \\ &\quad \left. \cdot \vec{H}_n(\vec{r}_0) dV \right) / \{1 + jQ_n \delta\} \end{aligned} \quad (2.120)$$

denklemini yazarız. Belirli bir bağdaştırıcı ve kovuk geometrisi için, Eş. 2.118a, 2.118b, 2.119 ve 2.120 için analitik bir ifade bulmak zordur ve yaklaşık işlemler yapılabilir (Alesini 2011; Collin 2007: 540; Dôme 1992). Manyetik bağdaştırma durumunda halka, kovuk içerisinde yoğunluğu halka alanı ve eşeksenli giriş gücüyle orantılı olan manyetik bir dipol uyarır. Kovuk içerisinde uyarılmış kipin genliği, bu manyetik dipol ile halka alanındaki uyarılmış kipin pertürbe olmamış manyetik alanı eigen fonksiyonu bileşeni arasındaki skaler çarpım ile orantılıdır ($\vec{M}_{halka} \cdot \vec{H}_{kovuk}$) (Eş. 2.118a) (Alesini, 2011). Manyetik bağdaştırma halkası ile kovuk içerisinde uyarılmış kipin genliği en basit şekilde;

$$h_n \propto \int_V \vec{H}_{kovuk} \cdot \vec{J}_m(\vec{r}_0, t) dV \quad (2.121)$$

şeklinde yazılabilir. $\vec{J}_m(\vec{r}_0, t)$ bağdaştırma alanındaki kılavuzun eşdeğer manyetik yoğunluğu akımı ve $\vec{H}_{kovuk}$ ise bağdaştırma alanında uyarılmış kipin pertürbe olmamış $\vec{H}$ öz fonksiyonu bileşenidir. Bu kipin genliği ise halkanın döndürülmesi (alan sabit, halka açısının değiştirilmesi) ile değiştirilebilir.

ii) Elektrik – bağdaştırma anteni veya sondası

Elektrik bağdaştırma, eşeksenli bağdaştırıcılarda bir anten ya da sonda tarafından gerçekleştirilebilir (Şekil 2.12c). Anten ya da sonda bir iletim hattının açık iç (merkez) iletkenine bağlıdır. Bu durumda, eşeksenli hattın iç iletkeni kovuğun içine sokulur ve yüzeyindeki elektrik akımı, kovukta oluşan kipin elektrik alanı ile bağdaştırılır. Fiziksel olarak, bu bağdaştırma yöntemi, iletkenin ucundan yer değiştirme akımı olarak akan, iç iletken üzerinde bir I iletim akımı olarak betimlenebilir. Bu fiziksel tanımlamaya dayanarak, yine bir vektör potansiyel fonksiyonu üzerinden, bir anten bağdaştırıcı için durağan-durum sonucu, bir bağdaştırma halkası için yazılan Eş. 2.93 ile benzer bir forma sahiptir:

$$q_n \propto \{Q_n I(t) \Phi_{E,n}\} / c U_n \quad (2.122)$$

$\Phi_{E,n} = \int \vec{E}_n \cdot d\vec{S}$ sondanın yüzeyinde oluşan n kipinden gelen elektrik akıdır (Wangler, 2008: 139). Bu ifade kovuklarda hacimsel akım dağılımlarınca uyarılan alanın, bir vektör potansiyel fonksiyonu üzerinden çözümüdür. Antenin geometrik boyutları, dalga boyuna göre küçükse, bu güç bağdaştırma durumunda da dipol momenti iç iletkenin üzerindeki teğet

yoğunluk akımıyla orantılı olan, iç iletkenin bir elektrik dipol ($\vec{P}_{anten}$) ile eşdeğer olduğu yine bir pertürbatif yaklaşım kullanmak mümkündür. Bu dipol, kovuğun içine uyarılan alanın kaynağıdır ve tam tersine, kovuk alanı artmaya başladığında, kovuktan tekrar eşeksenli hat içine yayılan alanın kaynağıdır. Bu durumda, kovuk içerisinde uyarılmış kipin genliği ($\vec{P}_{anten} \cdot \vec{E}_{kovuk}$) skaler çarpımı ile orantılıdır. Özetle, $\vec{r}_0$ konum vektörü olmak üzere kovuk içerisinde uyarılmış kipin genliği yine en basit şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$e_n \propto \int_V \vec{E}_{kovuk} \cdot \vec{J}(\vec{r}_0, t) dV \quad (2.123)$$

Burada, $\vec{J}(\vec{r}_0, t)$ bağdaştırma alanındaki dalga kılavuzunun eşdeğer elektrik yoğunluğu akımı ve $\vec{E}_{kovuk}$ ise bağdaştırma alanında uyarılmış kipin pertürbe olmamış $\vec{E}$ öz fonksiyon bileşenidir. Hem $\vec{E}_{kovuk}$ hem de $\vec{J}(\vec{r}_0, t)$, kovuk içerisinde kip uyarmak için sıfırdan farklı olmalı ve birbirine dik olmamalıdır. Ayrıca, uyarılan kipin genliği, iç kısmın kovuk içerisine girme uzunluğu değiştirerek farklılaştırılabilir (Alesini, 2011).

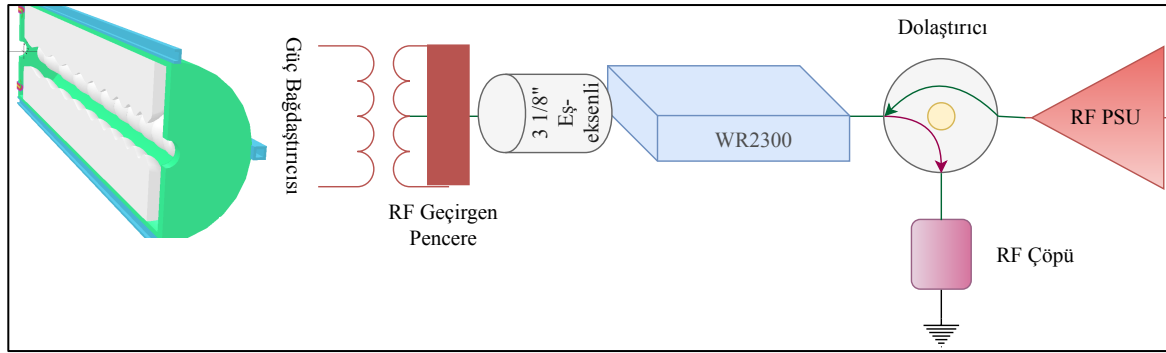
iii) Dalga kılavuzunun bağlandığı kovuk duvarı üzerinde açılmış manyetik – bağdaştırma yarığı veya iris

Uyarılmanın kovuğa bir yarık ile dalga kılavuzu bağdaştırma tarafından gerçekleştirildiği, basit bir Hap kutusu (Pillbox) kovuk içerisinde TM_{010} kipinin uyarılma durumunu göz önüne alalım. Kılavuzun manyetik alanını, kovuk içerisinde uyarılacak kipin manyetik alan çizgileriyle birleştirmenin iki olası çözümü vardır (Şekil 2.12d). İlk manyetik bağdaştırmada: Kılavuzlardaki yarıklar (kovuk merkezi), ikincisi manyetik bağdaştırmada ise: dalga kılavuzlarındaki boyuna yarıklar (kovuk kenarına yakın) kullanılır. Açıklık boyutları dalga boyuna göre küçükse açıklığın, dipol momenti yarık üzerindeki teğetsel manyetik alan ($\vec{H}_{yuva}$) ile orantılı olan manyetik bir dipole ($\vec{M}_{yuva}$) eşdeğer olduğu pertürbatif yaklaşım kullanmak yine mümkündür. Bu dipol, alanın kovuğa giriş ve alanın kovuktan geri kılavuza yayıldığı kaynaktır. Kovuk içerisinde uyarılmış kipin genliği ($\vec{H}_{yuva} \cdot \vec{H}_{kovuk}$) skaler çarpımı ile orantılıdır. $\vec{H}_{kovuk}$, herhangi bir yarık ile bağdaştırma olmadığı durumda kapalı kovuk içindeki manyetik alandır. Kovuk içinde kipin uyarılması için hem $\vec{H}_{yuva}$ hem de $\vec{H}_{kovuk}$ birbirine dik ve sıfır olmamalıdır. Pertürbatif yaklaşım ile kovuk içerisinde uyarılmış kipin genliği en basit şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$h_n \propto \int_V \vec{H}_{kovuk} \cdot \vec{J}_m(\vec{r}, t) dV \quad (2.124)$$

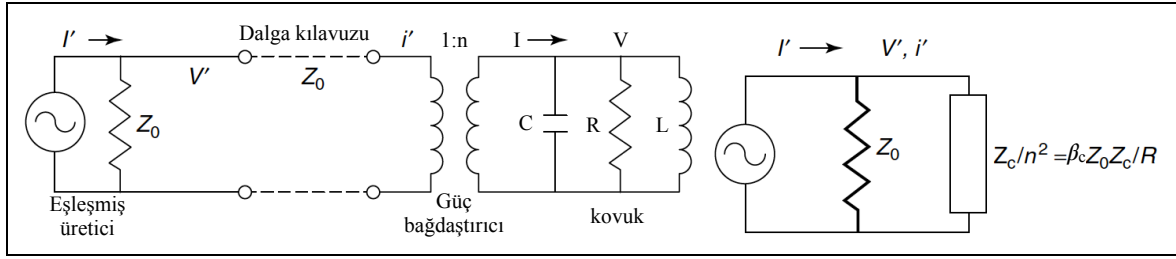
Dalga kılavuzlarındaki boyuna yarıklar olan ikinci durumda (Şekil 2.12d), kovuk içerisinde kipin uyarılması, sabit bir bağdaştırma yarığı açıklığı için kovuk ile yarığın kendisi arasındaki d mesafesi değiştirilerek farklılaştırılabilir. Bu d mesafesi, $\vec{H}_{yuva}$ değerinin genliğini değiştirir (Alesini 2011; Wangler 2008: 138-139).

2.5.2. Duran-dalga kovuğu ile güç aktarım hattı arasında bağdaştırma eşdeğer devresi



Şekil 2.13. TAEK RFQ projesi blok diyagramı

Maxwell denklemlerinin doğrudan uygulanması, gerçek kovukların rezonans frekansları ve alan dağılımları hakkında ayrıntılı bilgi elde etmek için faydalı olsa da bir üreticiden kovuğa EM dalganın taşınması için bir iletim hattı ve bağdaştırma mekanizmasından oluşan tüm sistemi tanımlamak için kullanışsızdır. Bunun yerine, sistemin durağan-durum davranışını tanımlamak için eşdeğer bir AC devre modeli kullanılabilir. Bir önceki bölümde belirttiğimiz gibi, bir kovuğu L , C ve R bileşenleri ile bir Şönt rezonans devresi ile ifade edeceğiz. Harici devre için, eşleşmiş bir akım üretici, bir bağdaştırma mekanizması – bağdaştırıcı (Şekil 2.12’de verilmişti), Z_0 öz empedanslı bir dalga kılavuzu ve bir dolaştırıcı göstereceğiz (Şekil 2.13). Bağdaştırma mekanizması ve dalga kılavuzu, çevirme oranı $1:n$ olan bir transformatör ile temsil edilir (Şekil 2.14-sol). Bir dolaştırıcıya veya eşdeğer izolatöre sahip harici devre ileri dalgaları kovuk içinde iletir ve geri yansıyanları RF çöpünde soğurur. Harici devredeki ifadeler, üslü sembollerle gösterilirken, rezonatör devresindeki ifadeler, üslü olmayan ifadelerle gösterilmektedir. Şönt rezonatör devresinin empendası $Z_c = V/I = Re^{j\phi_c}/\sqrt{1+\gamma^2}$ olarak daha önce verilmişti. i , sürücü akımı olmak üzere, rezonatör gerilimi $V = Z_c i$ olarak verilir.



Şekil 2.14. Sol: Bağdaştırıcı, sağ: RF üretim devresine dönüştürülen eşdeğer devre

Z'_c , RF eşdeğer üretici devresine dönüştürülen rezonatör empedansı olmak üzere ve transformatör bağlaşımından aşağıdaki ifadeleri yazabiliriz:

$$V = nV', \quad i = i'/n \quad (2.125a)$$

$$Z_c = V/I = n^2 V'/i' = n^2 Z'_c \quad (2.125b)$$

$$Z'_c = Z_c/n^2 = 1/(j\omega C n^2 + n^2/j\omega L + n^2/R) \quad (2.125c)$$

Eş. 2.125c'den, dönüştürülen bileşenleri, $C' = n^2 C$, $L' = L/n^2$ ve $R' = R/n^2$ olarak tanımlarız ve ana devreye dönüştürülen devre Şekil 2.14-sağdaki gibi gösterilebilir. Rezonatör içerisinde depolanan enerji, $U = n^2 C V'^2/2$ olarak yazılır. Rezonatör içinde (P_c) ve harici yükte ($P_{dış}$) harcanan ortalama güçler ve kovuğun yüklenmemiş kalite faktörü:

$$Q_0 = \omega_0 U/P_c = \omega_0 R C \quad (2.126a)$$

$$P_c = n^2 V'^2/2R \text{ ve } P_{dış} = V'^2/2Z_0 \quad (2.126b)$$

şeklinde yazılır. Q_0 , kovuğun içinde minimum güç kaybı ile maksimum enerji depolamanın bir ölçüsüdür. Harici yük ile ilişkili olan harici kalite faktörü, $Q_{dış}$, pasif bir RF bileşeni olan güç bağdaştırıcısı için kullanılır ve aşağıdaki gibi yazılır:

$$Q_{dış} = \omega_0 U/P_{dış} = \omega_0 n^2 Z_0 C \quad (2.127)$$

Kovuk duvarlarında harcanan ortalama güç, $P = P_c + P_{dış}$ ve yüklenmiş kalite faktörü;

$$Q_{yüklenmiş} = \omega_0 U/P \quad (2.128)$$

şeklinde hesaplanır. Eş. 2.126 ve 2.128'den ise Q -değerleri arasındaki ilişki:

$$1/Q_{\text{yüklenmiş}} = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{dış}} \quad (2.129)$$

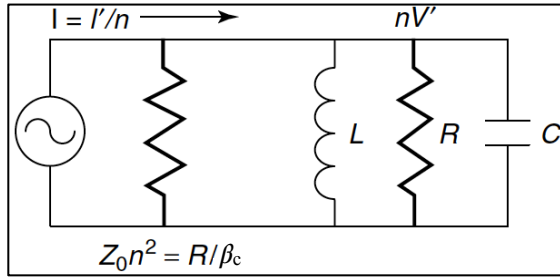
olur. Devre probleminde, üretici ve rezonatör devreleri arasındaki bağlantı, Eş. 2.127'de görülen n , transformatör çevirme oranı ile belirlenir. Bir dalga kılavuzu ile bağdaşan bir kovuk için, gücün sisteme ne kadar aktarıldığının bir ölçüsü ya da dalga kılavuzu – kovuk bağdaştırma kuvvetinin bir ölçüsü olan β_c olarak bilinen genel bir parametre tanımlanabilir:

$$\beta_c = Q_0/Q_{\text{dış}} = P_{\text{dış}}/P_c \quad (2.130)$$

Kovuğa güç aktarımını en üst düzeye çıkarmak için bağdaşma katsayısı uygun koşullar altında ayarlanmalıdır. *Kritik bağdaştırma* olarak adlandırılan $\beta_c = 1$ durumunda, bağdaştırılmak istenen cihazlar arasında mükemmel bir güç eşleşmesi (minimum kayıpla cihazlar arasında mükemmel bir güç iletimi) sağlanmış demektir. Kritik bağdaştırma durumunda $Q_0 = Q_{\text{dış}}$ ve $Q_{\text{yüklenmiş}} = Q_0/2$ veya $(P_{\text{dış}} = P_{\text{halka}}) = P_c$ olarak elde edilir. $\beta_c > 1$ ve $\beta_c < 1$ durumlarında ise, dalga kılavuzu ve kovuğun kritik üstü ve kritik altı olarak bağdaştığı söylenebilir. Eş. 2.130'u, Eş. 2.129'de yerine yazdığımızda aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$Q_{\text{yüklenmiş}} = Q_0/(1 + \beta_c) \quad (2.131)$$

Eş. 2.126 ve 2.127'yi Eş. 2.130'da yerine yazarak, eşdeğer devre için n ve β_c arasında $\beta_c = R/n^2 Z_0$ ilişkisi elde edilir. Böylece, büyük n değerleri, daha küçük β_c değerleri ya da bağdaşma şiddeti olduğunu gösterir. Çünkü daha büyük n değerleri için harici yük direnci, rezonatör Şönt direncine kıyasla daha büyük bir Şönt direnci olarak rezonatöre dönüşür ve $Q_{\text{yüklenmiş}}$ değerinin daha küçük bir yük ile yüklenmesine neden olur. Devre modeli sonuçlarını, transformatör sarım oranı n yerine, bağdaştırma parametresi β_c cinsinden ifade etmek uygundur. $R' = \beta_c Z_0$, $C' = RC/\beta_c Z_0$ ve $L' = \beta_c Z_0 L/R$ ifadelerini elde ederiz. Mevcut olan ve RF üreticisinden üretilen ileri güç ile eşdeğer devredeki eşleşmiş yükün ilişkilendirilmesi uygundur. Eşleştirilmiş yüke ulaşan güç, $\beta_c = 1$ ayarı ve rezonans durumuna karşılık gelir ($Z_c = R$). Daha sonra, Z_0 , eşleştirilmiş yük empedansı boyunca akan tepe akımı $I'/2$ ve yük boyunca zirve voltajı $I'Z_0/2$ olarak yazılır (Şekil 2.14-sağ).



Şekil 2.15. Rezonatör devresine dönüştürülen eşdeğer devre

Üreticiden yüke iletilen ortalama mevcut güç, $P_+ = Z_0 I'^2/8$ olur. Şekil 2.14'deki eşdeğer devrenin rezonatör devresine dönüştürebilmesi de faydalıdır (Şekil 2.15) (Wangler 2008: 139-143). Genelde I' 'nin β_c bağdaşma şiddetine bağlı olduğu durumda $I = I'/n = I'\sqrt{\beta_c Z_0/R}$ sonucunu kullanarak, üreticiden gelen mevcut güç, rezonatör devresine dönüştürülen nicelikler cinsinden $P_+ = I^2 R/8\beta_c$ olarak ifade edilebilir. Üretici, rezonatörü rezonans frekansında sürdüğünde, durağan-durum gerilimi:

$$V_s = V = IR/(1 + \beta_c) = \sqrt{P_+ r_s} \{ (2\beta_c^{1/2})(1 + \beta_c) \} \quad (2.132)$$

olarak elde edilir. r_s , hızlandırıcı kovuğun Şönt empedansıdır. Üretim devre modeli bize kovuk yük empedansı için bir ifade sağladığından eşdeğer devre, giriş kılavuzundaki dalga'nın özelliklerini tartışmayı mümkün kılar. Kolaylık olması açısından, kılavuz için yük empedansının $Z_L = R' = R/n^2 = Z_0 \beta_c$ olduğu rezonansa çalışan bir kovuk göz önünde bulundurulur. Üreticiden kılavuza yayılan bir dalgayı düşünersek ve $\delta = (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)$ olmak üzere, kovuk yük empedansı tarafından üretilen yansıma katsayısı ω ve β cinsinden:

$$\Gamma(\omega) = I_-/I_+ = \frac{Z_L(\omega) - Z_0}{Z_L(\omega) + Z_0} = \frac{\beta_c - 1 - jQ_0\delta}{\beta_c + 1 + jQ_0\delta} \quad (2.133)$$

olarak yazılır. Kovuk için rezonans durumunda $\delta = 0$ ($\omega = \omega_0$) olduğu biliniyor. Bu durumda, $\Gamma = (\beta_c - 1)/(\beta_c + 1)$ olur. Yansıyan gücün yanı sıra yansıma katsayısı da bir toplu elemanlı elektronik devresinde tanımlanamaz, sadece bir iletim hattında tanımlanabilir. SWR, $S = (1 + |\Gamma|)/(1 - |\Gamma|)$ olarak yazılır. Kritik altı bağdaşma durumunda ($\beta_c < 1$), $|\Gamma| = (1 - \beta_c)/(1 + \beta_c)$ ve $S = 1/\beta_c$ olarak yazılır. Kritik üstü durumda ($\beta_c > 1$), $|\Gamma| = (\beta_c - 1)/(1 + \beta_c)$ ve $SWR = \beta_c$ olarak yazılır. Kritik bağdaştırmada ise ($\beta_c = 1$), $|\Gamma| = 0$ ve $SWR = 1$ olur. $\Gamma = 0$ eşleşme durum koşuludur.

$\beta_c \rightarrow 0$, $\Gamma \rightarrow -1$ kısa-devre yüküne karşılık gelirken, $\beta_c \rightarrow \infty$, $\Gamma \rightarrow +1$ açık-devre yüküne karşılık gelir. P_+ üreticiden gelen güç, bağdaştırıcıdan üreticiye geri dönen güç:

$$P_- = P_+ \Gamma^2 = P_+ \{(\beta_c - 1)/(\beta_c + 1)\}^2 \quad (2.134)$$

olarak yazılır. Bağdaştırıcıdan kovuğa iletilen güç ve durağan-durum rezonatör gerilimi ise:

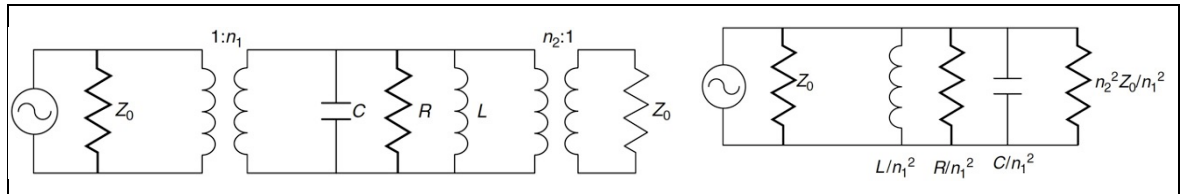
$$P_c = P_+ - P_- = P_+(1 - \Gamma^2) = P_+ 4\beta_c / \{(\beta_c + 1)^2\} = V^2 / 2R \quad (2.135a)$$

$$V = \sqrt{P_+ r_s} (2\beta_c^{1/2}) (1 + \beta_c) \quad (2.135b)$$

elde edilir. Verilen bir P_+ için $\beta_c = 1$ olduğunda P_c en büyüktür. Z'_c , β_c 'nin bir fonksiyonu olduğu durumda ve $\beta_c = R/n^2 Z_0$ ifadesini yerine koyarak, tüm devrenin üretici tarafından sağlanan I' sürücü akımına karşı tepkisi $V' = Z'_c i'$ ile yazılır. Sonuçta, $R'_L = R/(1 + \beta_c)$, $\gamma_L = Q_L(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega) = 2Q_L(\omega - \omega_0)/\omega_0$ ($Q \gg 1$) ve kovuk geriliminin fazı $\phi_c = -\tan^{-1}\gamma_L$ olmak üzere, Eş. 2.79b'ye paralel bir sonuç olan $Z'_c = (R'_L e^{j\phi_c})/(\sqrt{1 + \gamma_L^2})$ yazılabilir. Q_0 'dan ziyade Q_L tüm devrenin gerilim tepkisini tanımlar. Ayrıca, rezonatör zaman sabiti $\tau = 2Q_L/\omega_0$ olarak yazılır (Wangler 2008: 141-144).

2.5.3. İki dalga kılavuzuyla bağdaştırılan kovuk için eşdeğer devre

Harici iki iletim veya dalga kılavuzu hattına bağdaştırılmış bir kovuk yapısı hızlandırıcılarda yaygın olarak kullanılır. Bir harici devre, genellikle RF üreticisini içerir ve diğer devre ise kovuktaki alanları izlemek için bir RF alıcı (pick – up) işlevi görebilir. Şekil 2.15'teki eşdeğer AC devresi kullanılarak, Bölüm 2.2.3'te kullanılan yöntem ile bu durum ele alınır.



Şekil 2.16. Sol: iki harici devre ile bağdaşmış bir kovuğun eşdeğer devresi. Sağ: tüm bileşenleri ile basitleştirilmiş eşdeğer devre

Her iki harici dalga kılavuzunun, Şekil 2.16-sol'da gösterildiği gibi eşleştirilmiş bir yük direnci Z_0 ile sonlandırıldığı varsayılır. İki harici devre, ortadaki kovuk rezonatörü ile

bağdaşmış transformatörlerdir. Giriş kılavuzu ve RF üretici soldaki devrede temsil edilirken çıkış kılavuzu devrenin sağındadır. Transformatör bağdaşımından, Şekil 2.16-sol'un sağındaki dış devreyi rezonatör devresi ile ve ardından tüm bileşenleri, üreticiyi de içeren solundaki devre ile birleştirerek eşdeğer devre basitleştirilir (Şekil 2.16-sağ). Bu eşdeğer devrede P_c , rezonatörde harcanan güçtür ve $P_c = n_1^2 V^2 / 2R$ ile yazılır. Harici devrelerde harcanan güçler, $P_{dış1} = V^2 / 2Z_0$ ve $P_{dış2} = n_1^2 V^2 / 2n_2^2 Z_0$ ve rezonatörde depolanan enerji ise $U = n_1^2 C V^2 / 2$ olarak yazılır. Kovuk ve harici devrelerin kalite faktörleri ise sırasıyla $Q_0 = \omega_0 U / P_c = \omega_0 R C$, $Q_{dış1} = \omega_0 U / P_{dış1} = \omega_0 n_1^2 Z_0 C$ ve $Q_{dış2} = \omega_0 U / P_{dış2} = \omega_0 n_2^2 Z_0 C$ ile yazılır. Toplam harcanan güç $P = P_c + P_{dış1} + P_{dış2}$ ve yüklenmiş kalite faktörü $Q_L = \omega_0 U / P$ olur. Q-değerleri arasındaki ilişki ise aşağıdaki gibi yazılır:

$$\frac{1}{Q_{loaded}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{dış1}} + \frac{1}{Q_{dış2}} \quad (2.136)$$

Bu durumda, her iki harici dış devre kovuk bağdaştırma katsayıları aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\beta_1 = \frac{P_{dış1}}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_{dış1}}, \quad \beta_2 = \frac{P_{dış2}}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_{dış2}} \quad (2.137)$$

Eşdeğer devre modeli kullanılarak, $\beta_1 = R / n_1^2 Z_0$, $\beta_2 = R / n_2^2 Z_0$, $Q_{dış1} = Q_0 / \beta_1$, $Q_{dış2} = Q_0 / \beta_2$ bulunur ve yüklenmiş kalite faktörü aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$Q_{loaded} = Q_0 / (1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (2.138)$$

Bu durumda kovuk rezonans durumunda yük empedansı, $Z_L = Z_0 \beta_1 / (1 + \beta_2)$ olur. Böylece bu yük empedansı ile giriş kılavuzu için yansıma katsayısı hesaplanabilir:

$$\Gamma_1 = (\beta_1 - \beta_2 - 1) / (1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (2.139)$$

Eğer giriş kılavuzu rezonatör ile bağdaştırılırsa $\Gamma_1 = 0$ olurken eşleşme çözümü $\beta_1 = 1 + \beta_2$ olacaktır. $\beta_2 \geq 0$ olduğundan, giriş kılavuzunun eşleşme koşulu $\beta_1 \geq 0$ olduğunu gösterir. Sadece ikinci kılavuzun zayıf bağdaşma durumunda ($\beta_2 \cong 0$), eşleşme koşulu $\beta_1 \cong 1$ olacaktır (Wangler, 2008: 144-146).

2.5.4. Rezonans-kovuk sisteminin geçiş davranış

Bu bölümde bir rezonans-kovuk sisteminin geçiş davranış ele alınacaktır. V_+ , iletilen gücün gerilimi olmak üzere, $t \geq 0$ 'da gelen dalganın ortalama gücü için $P_+ = V_+^2/2Z_0$ yazılabilir. Eş. 2.134, V_+ genliğine sahip güç kaynağından gelen bir dalganın sonucunu ifade eder. $P \sim V^2$ ile bağdaştırma mekanizmasındaki etkin yük empedansından kaynaklanan etkin yansıyan dalga aşağıdaki gibi bir durağan-durum genliğine sahip olur:

$$V_- = (\beta_c - 1)/(\beta_c + 1)V_+ \quad (2.140)$$

Bağdaştırıcının dönüştürdüğü hat gerilimi olan durağan-durum kovuk gerilimi (diğer bir deyişle bağdaştırıcıdaki etkin rezonatör yük empedansı boyunca toplam durağan-durum gerilimi) aşağıdaki gibi elde edilir:

$$V = n(V_+ + V_-) = \sqrt{r_s P_+} \{2\sqrt{\beta_c}/(\beta_c + 1)\} = 2\beta_c n/\beta_c + 1V_+ \quad (2.141)$$

Bu, rezonatör empedansı boyunca rezonansta ki etkin gerilimi temsil eder. $t = 0$ anında, Şekil 2.14'deki üreticinin, V_+ genliğine sahip bir dalga ürettiğini varsayalım. Dalganın, bağdaştırıcıdan V_- genliği ile kısmen yansıtılacağını ve rezonatöre iletileceğini varsayıyoruz. Rezonatör alanlarının geçiş durumunda zamana bağıllığı Bölüm 2.5'de anlatılmıştı ve $\tau = 2Q_{yüklenmiş}/\omega_0$ ise, rezonans durumunda rezonatör geriliminin $1 - e^{-t/\tau}$ terimini içerdiği gösterilmişti ve $V_t(t) = e^{-t/\tau} [c_1 e^{j\sqrt{\omega_0^2 - 1/\tau^2}t} + c_2 e^{-j\sqrt{\omega_0^2 - 1/\tau^2}t}]$ rezonatör gerilimi geçiş çözümü elde edilmişti. $t = 0$ 'da, *üretici çalıştırıldığında*, kovuk gerilimi sıfırdır ($V(t) = 0$), yani tüm ileri güç, (P_+), üreticiye geri yansır. Rezonansta sürülen bir kovuk için:

$$\begin{aligned} V_0(t) &= V_t(t) + V(t) = \sqrt{r_s P_+} \left\{ \frac{2\sqrt{\beta_c}}{(\beta_c + 1)} \right\} (1 - e^{-t/\tau}) \cos(\omega_0 t) \\ &= V_+(1 - e^{-t/\tau}) \{2\beta_c n/(1 + \beta_c)\} \end{aligned} \quad (2.142)$$

tam çözüm elde edilir. V_+ 'nın $t = 0$ anından sonra sabit olduğu varsayılır, bu yüzden yansıyan dalganın zamana bağı bir genliğe sahip olması gerekir ve bu genlik:

$$V_-(t) = V_0(t)/n - V_+ = V_+ [(1 - e^{-t/\tau})2\beta_c/(1 + \beta_c) - 1] \quad (2.143)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitlikten, zamana bağlı yansıma katsayısı elde edilir:

$$\Gamma(t) = V_-(t)/V_+ = (1 - e^{-t/\tau})2\beta_c/(1 + \beta_c) - 1 \quad (2.144)$$

Bu sonuçlar ilerleyen-dalganın gücü cinsinden de ifade edilebilir. Bu durumda, ortalama yansıyan güç aşağıdaki gibi yazılabilir:

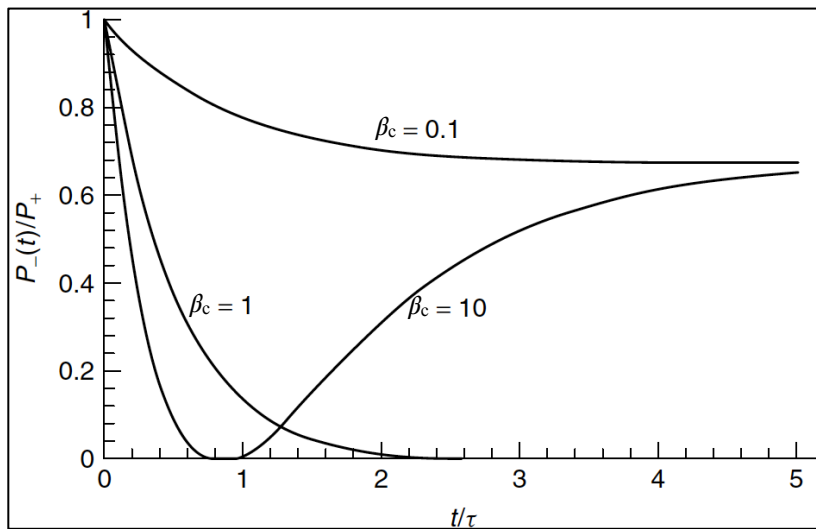
$$P_-(t) = P_+ \Gamma^2(t) = P_+ [(1 - e^{-t/\tau})2\beta_c/(1 + \beta_c) - 1]^2 \quad (2.145a)$$

$$P_-(t)/P_+ = [(1 - e^{-t/\tau})2\beta_c/(1 + \beta_c) - 1]^2 \quad (2.145b)$$

Bu güç, Şekil 2.14'de ki Z_0 yük direncinde harcanır. Rezonatöre iletilen zamana bağlı güç:

$$P_c(t) = P_+ 1 - \Gamma^2(t) = P_+ [1 - \{(1 - e^{-t/\tau})2\beta_c/(1 + \beta_c) - 1\}^2] \quad (2.146)$$

şeklinde yazılır. $t = 0$ anında gelen dalga bağdaştırıcıya ulaştığında, $V(0) = 0$, $V_-(0) = -V_+(0)$, $\Gamma(0) = -1$, $P_-(0) = P_+$ ve $P_c(0) = 0$ olur. Bu sonuçlar $t = 0$ 'da rezonatörün kısa devre yükü gibi olduğunu ve gelen tüm gücün yansıdığını söylemektedir. Benzer şekilde, $t \rightarrow \infty$ durumunda durağan-durum sonuçları geçerli olacaktır.



Şekil 2.17. Bağdaştırma katsayısının farklı değerleri için zamana karşı yansıyan güç

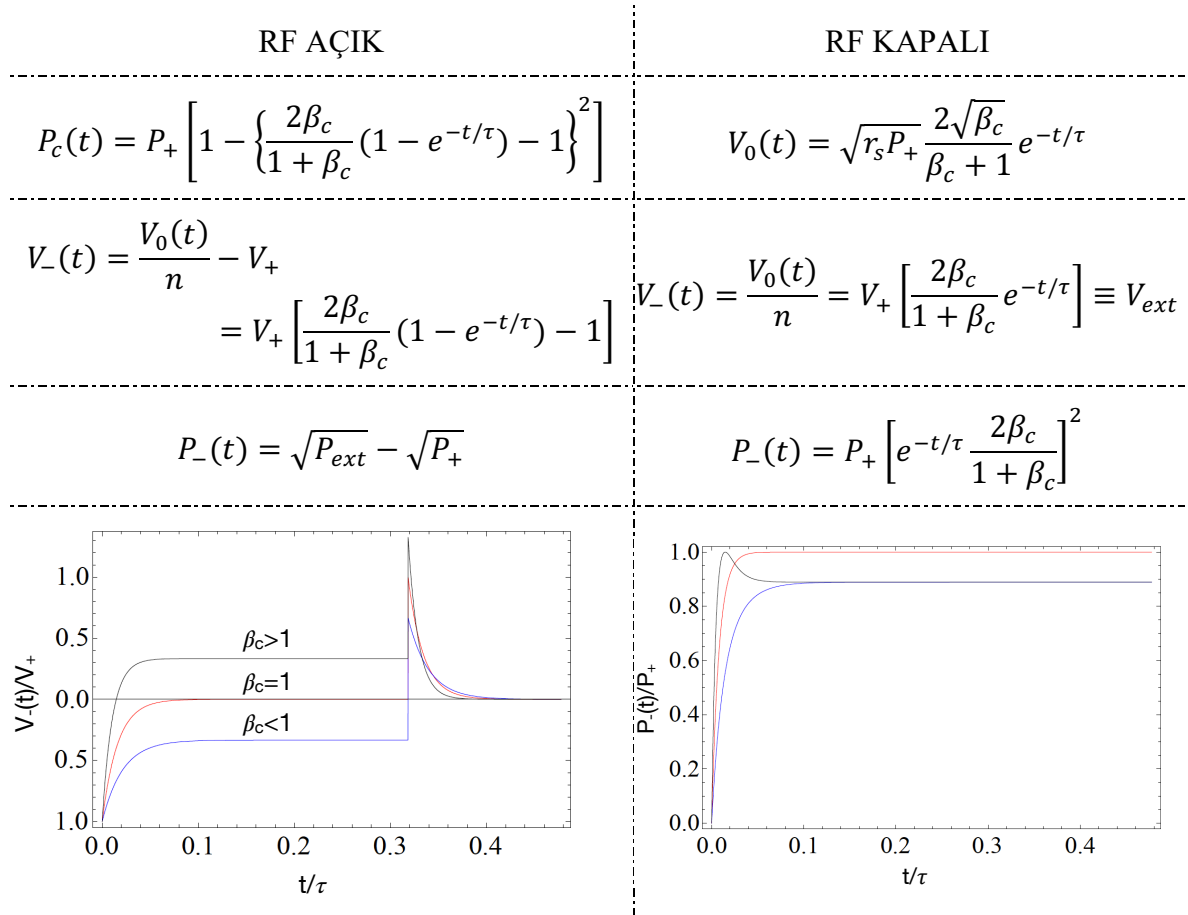
Şekil 2.17'de görüldüğü gibi geçiş sonuçları β_c 'ye bağlıdır ve demet olmama durumunu gösterir. $\beta_c \leq 1$ için yansıyan güç $P_-(t)$, P_+ başlangıç değerinden durağan – durum değerine kadar zamanla azalır. Kritik üstü bağdaştırma durumu, $\beta_c > 1$ için $P_-(t)$, sıfıra

ulaşana kadar zamanla azalır, daha sonra artmaya başlar ve durağan-durum değerine yaklaşır. Eş. 2.146'dan, $t \ll \tau$ olduğunda rezonatöre iletilen gücün yanı sıra rezonatörün depoladığı enerjinin de $4\beta_c t P_+ / (\beta_c + 1)\tau$ ile orantılı olduğunu elde etmiş oluruz. Bu, rezonatör zaman sabiti ile karşılaştırıldığında kısa bir darbeye bir rezonatörün uyarılmasının daha zor olduğu anlamına gelmektedir (Wangler 2008: 146-148). Eğer, $t = 0$ anında *üretici kapatıldığında* ($V_+ = 0$), kovuk gerilimi durağan-durum değerine ulaşır:

$$V_0(t) = \sqrt{r_s P_+} \{2\sqrt{\beta_c} / (\beta_c + 1)\} e^{-t/\tau} \quad (2.147a)$$

$$V_-(t) = V_0(t)/n = V_+ [\{2\beta_c / (\beta_c + 1)\} e^{-t/\tau}] \quad (2.147b)$$

Şekil 2.17 ile Şekil 2.18-sağ durumları aynıdır. Şekil 2.18-sağ durumunda P_+ , $P_-(t)$ 'nin zıt fazlı olduğu (180°) gösterimdir. Şekil 2.18-sol, farklı β_c değerleri için kovuktan yansıyan ve kovuğa iletilen gerilim oranlarını verir. $\beta_c = 1$ durumunda oranın 0 olduğu açıktır.



Şekil 2.18. Sol: RF açık ve sağ: RF kapalı olma durumları karşılaştırması (Wangler 2008: 135-148)

Kovuk, enjekte edilen hareketli dalganın içerde çoklu iç yansımaları sonucunda depolanan enerjiyi oluşturur. Bu, her bir geçişte üreticiden bağdaştırıcıya gelen sürekli bir enerji akışı ile güçlendirilir. Kovuk üreticiden bir giriş dalgası almanın yanı sıra, aynı zamanda bağdaştırıcıya geri bir dalga yayar. Kovukta depolanan enerji arttıkça, yayılan dalganın genliği de artar. Üreticiye geri yansıyan gerilim ve giriş kılavuzundaki güç, iki ilerleyen dalganın üst üste gelmesidir. Bu iki ilerleyen dalgalardan biri bağdaştırıcı kapısındaki ileri gücün yansıması ve diğeri ise bağdaştırıcı boyunca kovuktan yayılan güçtür ($P_{dış}$). $P_{dış}$, kovuk gerilimi ile orantılı olarak yükselir, ancak bağdaştırma şekli kritik altı, kritik ya da kritik üstü bağdaşma olup olmamasına bakılmaksızın P_+ ile zıt fazlıdır. Örneğin, RF kapalı iken $P_-(t)$ 'nin P_+ 'dan daha büyük olmasının sebebi budur. Etkin yansıyan dalganın zamana bağıllığı, yayılan dalga ile ilişkilidir. Üretici açısından bakıldığında, güç dengesi daima sağlanır. Kovuk açısından bakıldığında, kovuk içinde depolanan enerjinin iki yayılma mekanizması vardır: kovuk duvarlarında harcanan güç ve bağdaştırıcıdan sızan güç. Bağdaştırma katsayısı, bağdaştırıcı boyunca enerji değişim oranını belirler. $t > 0$ durumunda toplam dalgayı giriş kılavuzunda yayılan üç dalganın toplamı olarak tanımlarız. Üreticiden gelen giriş dalgası:

$$V_{ileri} = V_+ e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.148)$$

ile tanımlanır. Bağdaştırıcıdan yansıyan dalga ise yaklaşık olarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$V_{yans} \cong \mp V_+ e^{j(\omega t + kz)} \quad (2.149)$$

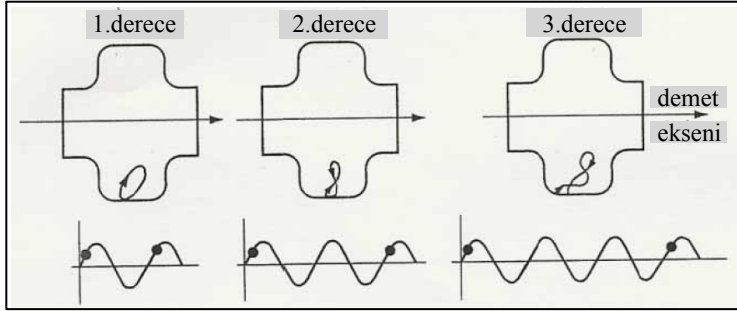
Bu durumda $\tau \gg 2\pi/\omega$ ve ϕ , (kovuğun rezonansta sürüldüğünde ki değerine göre kovuk alanındaki faz kayması), $\phi = -\tan^{-1}(2Q_L \delta_\omega/\omega)$ olmak üzere, kovuktan yayılan dalga:

$$V_{rad} \cong \mp V_+ \{2\beta_c/(\beta_c + 1)\} (1 - e^{-t/\tau}) e^{j(\omega t + kz + \phi_c)} \quad (2.150)$$

olarak yazılır. V_{yans} , ϕ_c ve V_{rad} eşitlikleri ile açıklanan bu basit model, $t = 0$ yakınındaki dalga cephesi yayılımının ayrıntılarını göz ardı etmektedir. Eş. 2.149 ve 2.150'deki işaretler zıttır. Eş. 2.143'deki yansıyan dalga, $V_-(t) = V_{yans} + V_{rad}(t)$ olarak yazılabilir (Wangler 2008: 147-148).

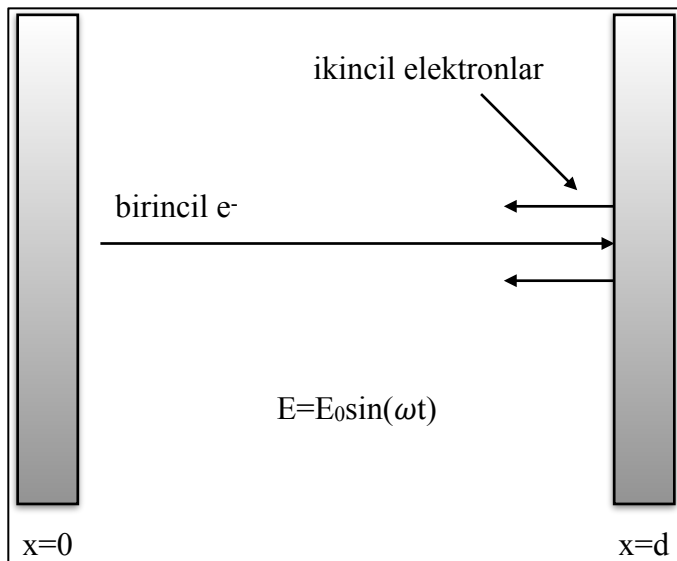
2.5.5. Elektron ı oluşumu

Elektronlar, yüklü parçacıkların veya X-ışınlarının kovuk duvarları ile etkileşimi sonucu duvardan sökülebilir ya da mükemmel olmayan vakumda artık gaz içindeki iyonlaşma ile üretilir ve EM alanlarla etkileşerek enerji soğurabilir. Bu etkiler, genellikle EM alanları sınırlayabilen ve X-ışını emisyonuna neden olan “elektron birikimi” olarak adlandırılır.



Şekil 2.19. 1. dereceden 3. dereceye kadar bir-noktalı EÇO'nun görselleştirilmesi

Elektron birikimine katkı olarak üç etki tanımlanabilir: (1) EÇO, (multipacting, MP), (2) Alan emisyonu ve (3) RF boşalma. MP, oklu etki (multiple impact) ifadesinin kısaltmasıdır. EÇO, rezonatörlerde EM alanın zayıflamasına neden olabilir veya bu etkinin oluştuğu yerdeki bağdaştırıcı ve pencere gibi RF bileşenlerini bozabilir. İki eşit EÇO vardır. İlki bir-noktalı EÇO (Şekil 2.19), olayın tek bir yüzey üzerinde gerçekleştiği durum, diğeri ise iki-noktalı EÇO, yani olayın iki yüzey arasında gerçekleşme durumudur (Padamsee, 1998: 85).

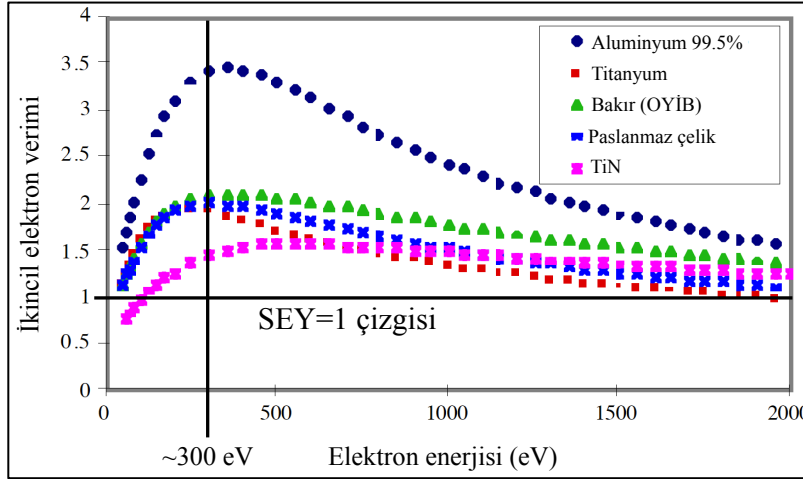


Şekil 2.20. İki düzlem yüzey arasında iki-noktalı EÇO'nun başlangıç aşaması

EÇO fenomenini anlamak için iki düzlem paralel metalik yüzeye (plaka) dik belli bir alan şiddetine sahip bir alternatif akım (AC) elektrik alanı düşünelim (Şekil 2.20). Birinci yüzeyden ($x = 0$) çıkan bir elektronun bu elektrik alanda karşı yüzeye geçmesi tam bir yarım periyot sürer. Bu elektron, $x = d$ konumunda ikinci yüzeyden birden fazla ikincil elektronu söker. İkincil elektronların sayısı, bu elektronların çarpma enerjisine ve duvar malzemesinin özelliklerine (SEY katsayısı vs.) bağlıdır. EM alan tersine döndüğünde sökülen elektronların her biri ilk yüzeye çarparak daha fazla elektronu sökebileceklerdir. Bu süreç başladıktan sonra, elektron çığı elektronların uzay yükü ile sınırlı kalana kadar devam edecektir (Wangler, 2008: 159-162). Uygun koşullarda, elektron sayısı katlanarak/üstel artabilir, bu da kayda değer güç kayıplarına, yüzeyde gaz çıkışına ya da kusmasına ve duvarların ısınmasına neden olabilir. Hızlandırıcı bileşenlerinin vakum tarafında RF elektriksel boşalmaya neden olabilen EÇO etkisi (iyi bilinen bir RF kırılma fenomeni), bu bileşenlerin EM benzetimleri sırasında dikkate alınmalıdır. Yukarıda bahsedilen iki rezonans koşuluna ilişkin kuralları bulmak için elektron yörüngelerinin dinamikleri ile RF yapılarında EÇO'yu analiz etmenin sistematik bir hesaplama yolu mevcuttur. Analizin temeli, göreceli dinamiklerde standart yörünge hesaplamalarından oluşur. Düz eşeksenli, konikleştirilmiş ve bir empedanslı adımı olan hatlar göz önünde bulundurulur. Düz hatlarda hem duran hem de hareketli dalga operasyonları göz önünde bulundurulabilir. Bir RF bileşeninin tasarımı için ilk adım, EÇO etkisine sebep olabilecek güç seviyelerini ve bu etkinin meydana gelme ihtimali olan konumları belirlemektir. EÇO'ya karşı genel bir önlem, rezonans koşullarından kaçınmaktır. Bu nedenle, bu rezonanslar için kurallar bulmak amacıyla elektron yörüngelerinin dinamikleri araştırılarak elde edilen matematiksel formüller yardımıyla uygun bir bağdaştırıcı tasarımı yapılabilir ve EÇO etkisi ortadan kaldırılabilir. Düz eşeksenli hatlar için hattın boyutlarına, frekansına ve empedansına bağlı olarak basit ölçeklendirme yasaları yardımıyla EÇO etkisi güç seviyeleri bulunabilir. Bu yasalara göre, hat tasarımını uygun şekilde değiştirerek EÇO etkisine neden olabilecek RF güç seviyeleri değiştirilip, kabul edilebilir düşük veya yüksek seviyelere çekmek mümkündür (Somersalo, 1998).

İkincil emisyon ve ikincil emisyon verimi

İkincil emisyon temel olarak başka bir elektronun etkisiyle malzeme yüzeyinden elektronların salınmasıdır. EÇO etkisini başlatan birincil elektron ve yapı içerisinde çevrelenen alana salınan elektronlar ikincil elektronlardır.



Şekil 2.21. Farklı malzemeler için SEY değerleri (Baglin, 2000)

EÇO için, birincil elektronun etkisi ile ikincil elektronun serbest bırakılması arasındaki zaman gecikmesi ihmal edilir. İkincil elektronların birincil elektronların sayısına oranı ikincil elektron verimi (Secondary Electron Yield, SEY) olarak adlandırılır ve yüzey malzemesinin bir özelliğidir. $SEY > 1$ olma durumunda EÇO etkisi gözlenir. Ayrıca bu katsayı birincil elektronun kinetik enerjisine ve geliş açısına bağlıdır. Yapıdaki art arda çarpışmalar sonucunda elektron sayısının nasıl arttığını belirleyen SEY katsayısı, EÇO fenomeni için belirleyici bir faktördür. $SEY < 1$ olma durumunda EÇO etkisi gözlenmez. Şekil 2.21, birincil elektronun kinetik enerjisinin etkisini göstermektedir. Çeşitli teknik malzemelerin SEY değerleri bu şekilde gösterilmiştir: Alüminyum alaşımları en büyük SEY değerine sahiptir (3'ten büyük). 300 eV'dan düşük enerjiler için, bakır, paslanmaz çelik ve titanyum aynı SEY değerlerine sahiptir (Baglin, 2000). Tipik olarak, verilen bütün malzemeler için SEY değeri 100 – 1500 eV enerji aralığında 1 değerinden büyüktür. Birincil elektron çok yavaşsa (yaklaşık 30 eV'den daha küçük enerji), SEY çok küçüktür ve 1 değerini geçmez. Aynı durum, enerjisi çok yüksek olması durumunda da geçerlidir (genellikle birkaç bin eV'nin üzerinde). Birincil elektronun θ_i geliş açılarının artması ($\theta_i = 0$, elektronun yüzeye dik olma durum açısı) SEY eğrisini daha yüksek verim değerlerine doğru çeker. Çoğunlukla SEY'in $1/\cos(\theta_i)$ ile orantılı olduğu varsayılır, fakat fiziksel olarak yüksek verimleri önlemek için $\cos(\theta_i) < 0,2$ ile sınırlıdır. Bununla birlikte, SEY katsayısının tam değeri malzemeye bağlı olduğundan, yüzeyin özelliklerinden güçlü bir şekilde etkilenir. SEY değeri RF cihazın operasyonu sırasında değiştiğinden (örneğin gaz çıkışı dolayısıyla, yüzeyin çarpan elektronlarca ovalanması/temizlenmesi), kesin tahmini çok zordur (Schulz, 2004).

EÇO sınıflandırılması

EÇO üç farklı tipte sınıflandırılır. Bunlar; (i) Kısa açıklığa sahip kovuklarda iki-noktalı EÇO, $d \ll \lambda$, (ii) Eksenel – simetrik kovukların kovuk ekvatorunda bir-noktalı EÇO ve (iii) Eksenel-simetrik kovukların kovuk ekvatorunda iki-noktalı EÇO’dur (Shafqat, 2015).

Kısa-aralık durumunda iki-noktalı EÇO $d \ll \lambda$

Bu tip EÇO, kısa açıklığa sahip kovuklarda, elektronun uçuş süresinin yarı RF periyodunun tam katlarına eşit olduğunda meydana gelir. İlk olarak EM alanda hareket eden $q (-e)$ yüküne sahip bir elektron için temel kinematik eşitlikleri inceleyelim. $\vec{E}$ Elektrik alanından dolayı oluşan Coulomb kuvvetini $\vec{F}_{ele} = q\vec{E}$ şeklinde yazıldığını biliyoruz. Manyetik alan, $\vec{B}$ elektronun hızıyla orantılı olan $\vec{F}_{man} = -e(\vec{v} \times \vec{B})$ Lorentz kuvvetini uygular. Bu kuvvetlerin göreceli olmayan hareket denklemi ile birleştirilmesi ve m_e ve $\ddot{\vec{x}}$ sırasıyla elektronun kütlesi ve ivmesi olmak üzere, aşağıda görülen diferansiyel denklemi verir:

$$\ddot{\vec{x}} = -e/m_e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.151)$$

Elektronların kendileri de bir elektrik alan ürettiğinden birbirine yakın iki veya daha fazla elektron etkileşime girer. Eğer sayıları, k , küçükse, bu etkileşimler ihmal edilebilir ve elektrik alanını bozmadan, elektronlar yüklü bir bulut veya k sayıda bağımsız elektronlar olarak ele alınabilir. Eğer sayıları yeterince fazla ise uzay-yükü kuvvetleri bu bulutu dağıtma eğilimindedir ve tek parçacık yaklaşımı artık geçerli değildir. EÇO sırasında az sayıda e^- yeterli olduğundan tek bir parçacık yaklaşımı kullanılır. Artan sayıda e^- için uzay-yükü kuvvetleri süreç için bir doyuma neden olur. EM bir alanda hareket eden tek bir e^- çeşitli kuvvetlere maruz kalır. İki-noktalı EÇO için basit teori, iki düzlem paralel iletken plaka arasındaki bir AC elektrik alanındaki göreceli olmayan elektron dinamikleri üzerine kuruludur. Bu plakalar arasında V_0 genliğine sahip alternatif bir gerilim uygulamak, plaka yüzeylerine dik homojen bir AC elektrik alanı üretir ve $\vec{E}_x$, x-ekseni boyunca birim vektör olmak üzere, bu alan aşağıdaki gibi yazılabilir (Schulz, 2004):

$$\vec{E}(t) = V_0/d \sin(\omega t)(-\vec{e}_x) = \vec{E}_0 \sin(\omega t) \quad (2.152)$$

Elektronlar, RF geriliminin farklı fazlarında üretilebildiğinden, EÇO için kinematik koşullar, V_{min} ve V_{max} arasında $V = E_0 d$ gerilim aralığında meydana gelir (Wangler, 2008: 159). Plakalar arası mesafe $d > 0$ ve EM alanın fazı, $0 \leq \varphi < 2\pi$ aralığında olmak üzere, plakalar arasındaki gerilimin $V(\varphi) = V_0 \sin \varphi$ ile verildiği varsayılır. Göreli olmayan dinamikler kullanılarak, plakadan φ_0 başlangıç fazıyla düşük gerilimle ve sıfır başlangıç hızıyla ayrılan bir elektron $t = (\varphi/2\pi + n)/f$ ya da $\varphi = \varphi(t) = 2\pi(tf - n)$ 'da plakadan x kadar mesafede olacaktır:

$$x(t) = \alpha V_0 / \{(2\pi f)^2\} ((\varphi - \varphi_0 + 2\pi n) \cos \varphi_0 - (\sin \varphi - \sin \varphi_0)) \quad (2.153)$$

Eş. 2.151'in çözümünü basitleştiren manyetik alan yoktur ve Eş. 2.153'deki mesafe, bu eşitliğin iki defa integralinin alınmasıyla elde edilebilir. Burada, $\alpha_c (= e/m_e) > 0$ elektronun yük/kütle oranı ve n , EÇO derecesini gösteren tamsayıdır. Elektronun t_0 anında ve φ_0 fazıyla ayrılması ve diğer plakaya $t = t_0 + (n - 1/2)/f = t_0 + (n - 1/2)/(c/\lambda)$, $(n = 1, 2, \dots)$ yani $\varphi = \varphi_0 + (2n - 1)\pi$ ve $x(t_0 + (n - 1/2)/f) = d$ koşuluyla çarpmasıyla, tepe geriliminde aşağıdaki rezonans durumunu elde ederiz (Somersalo, 1998):

$$V_n(\varphi_0) = V = \frac{(2\pi df)^2}{\alpha_c} \frac{1}{2\pi(n - 1/2) \cos \varphi_0 + 2 \sin \varphi_0}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.154)$$

λ RF dalga boyudur ve özel durumda ($\varphi_0 = 0$), aşağıdaki ifadeyi elde ederiz ($\alpha_c = e/m_e$):

$$V_n(\varphi_0) = V = \frac{4\pi(df)^2}{\alpha_c(2n - 1)}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.155)$$

Bu eşitlik rezonans geriliminin teorik üst limitidir (V_{max}). Alt limit (V_{min}) ise Eş. 2.154'de φ_0 'ı 0 ve π arasında değiştirerek elde edilebilir. Bu rezonans koşulu kullanılarak gerilim hesabı yapıldığında, Eş. 2.155'in en sağ tarafındaki ifadenin kullanılması durumunda, d [cm] cinsinden olmak üzere, V_n [kV] ve f [GHz] cinsinden elde edilir (Somersalo, 1998; Chao, 2002: 385). Ayrıca, $f = c/\lambda$ olmak üzere Eş. 2.155 aşağıdaki şekilde de yazılabilir:

$$V_n = V_{max} = E_0 d = 4\pi m_e c^2 / e (d/\lambda)^2 1/(2n - 1) \quad (2.156)$$

Elektronların ortalama çarpma enerjileri ise:

$$U_n = 8m_e c^2 (d/\lambda)^2 1/(2n - 1)^2 \quad (2.157)$$

formülü ile hesaplanabilir. Elektronların ortalama çarpma enerjileri $100 < E_{kin} < 1500 \text{ eV}$ aralığında ise ve $SEY > 1$ ise EÇO oluşabilir (Shafqat, 2015). Geometrik koşullar sağlansa bile, çarpma enerjilerinin bu aralıktan çok düşük veya yüksek olma durumunda EÇO etkisi gözlenmeyebilir. Bu şekilde, sadece plaka aralığını ve çalışma frekansını bilerek farklı EÇO dereceleri için aralık gerilimi, çarpma enerjileri ve elektrik alan değerleri hesaplanarak, kısa-aralıklı kovuklarda olası EÇO güç seviyeleri tahmin edilebilir. Bu etkinin gerçekleşmesi ancak iki koşulda olur: (1) Rezonans için kinematik bir koşul: Kovuk duvarından salınan elektronlar, alan tarafından hızlandırılır ve AC geriliminin yarı RF periyotlarının tam katlarında bir yüzeyden diğerine gider. Bir tam sayıdaki RF periyodunun ardından duvarın aynı noktasına geri döner. (2) Fiziksel bir koşul, $SEY > 1$ olmalıdır (Somersalo, 1998; Wangler, 2008: 159-162). Dalga kılavuzları ve eşeksenli gibi ilerleyen dalga yapıları durumunda (1) koşulu yeniden yazılabilir. Bir kovukta bir duvardan salınan elektron, tam sayıdaki bir RF devri sonrasında, çarptıkları konumdaki alan koşulları salındıkları konumdaki ile aynı olduğu anda dönüp duvara çarpar ve böylece benzer yörünge olası ikincil elektronlar tarafından tekrarlanır (Somersalo, 1998).

Eksenel-simetrik kovukların kovuk ekvatorunda bir-noktalı EÇO

Bu tür RF boşalma, elektronlar neredeyse aynı yerde kovuk yüzeyine çarptığında meydana gelebilir. EÇO için, elektronların uçuş süresinin RF periyodunun tam katları olmalıdır, böylece yeniden salınan elektronlar, birincil ile tam olarak aynı başlangıç koşullarına (konum ve RF alanı) sahip olur. Bu boşalma, genellikle manyetik alanın çoğalma işlemine neden olacak kadar güçlü olduğu bölgelerde gerçekleşir. Eksenel-simetrik hızlandırma TM_{01} kovuklarında, bu boşalma, manyetik alanın yüksek olduğu Ekvator bölgesinde gerçekleşir. Elektrik alan çok küçüktür ve rezonans koşuluna bir etkisi yoktur. Bu tip EÇO için, basitleştirilmiş bir analitik model yoktur ve elektronun yörünge etrafındaki enerji kazanımı alan dağılımının ayrıntısına büyük ölçüde bağlıdır. Bununla birlikte, kaba bir kestirim yöntemi kovuk tasarımcılarına EÇO etkisine neden olabilecek alan seviyelerinin tahmininde yardımcı olur. Bir elektronun, RF manyetik alanının en yüksek değere yakın olduğu ve elektrik alanının sıfıra yakın olduğu bir hap kutusunun ekvatorial bölgesine yakın hareketini düşünelim. Yörüngeler kabaca siklotron yörüngelidir ve eş zamanlı hareket koşulu "tam sayılı RF periyotları başına bir çarpma":

$$1/T \cdot n = f/n = eB_n/(2\pi m_e) \quad (2.158)$$

ifadesini verir. n . EÇO seviyesinde yerel manyetik alanın olası değeri (2.158)'den:

$$B_n = (2\pi f m_e / e)(1/n) \approx a f (1/n) \quad (2.159)$$

ile yazılır (kaba kestirim yöntemi). Örneğin; 805 MHz frekansına sahip bir kovukta $n = 1$ durumunda EÇO için, rezonans manyetik alan değeri $B_0 \approx 28 \text{ mT/GHz}$ olarak elde edilir ($m_e/e = 1,75 \times 10^{11} \text{ C/kg}$, $f = 805 \cdot 10^6 \text{ Hz}$) (Parodi, 2011). Manyetik alan değeri Eş. 2.159'un sağ tarafı kullanılarak hesaplanmak istendiğinde, $a = 220$ ve B_n için sonuç Oersted cinsinden elde edilir (Tesla ya da A/m cinsinden birim çevrimi yapılabilir) (Chao, 2002: 385).

Eksenel-simetrik kovukların kovuk ekvatorunda iki-noktalı EÇO

Kovuk Ekvatoru yakınında yüzeyden salınan ikincil elektronların RF alanı ile siklotron benzeri bir yörünge de bükülmeleri ve kovuk orta düzlemini geçerek hareket ederek kovuğun diğer yüzeyine, başlangıç noktasına göre neredeyse simetrik bir noktaya çarpması durumunda iki-noktalı EÇO mümkündür (Parodi, 2011). Bu ilk olarak CERN'de LEP projesinin prototip kovuklarında görülmüştür (Weingarten, 1984). RF manyetik alanı tarafından bükülen elektronlar, kısa-aralık iki-noktalı durumunda olduğu gibi karşıt elektrik alanına sahip bir kovuk bölgesine çarpar. RF alanıyla eş zamanlılık elde etmek ve rezonant boşalmasını sürdürmek için tek şart, $t = t_0 + (n - 1/2)/(c/\lambda)$, ($n = 1, 2, \dots$) olarak verilen kısa-aralık iki-noktalı durumunda ki aynı koşulda yarı RF periyotların tam katlarından sonra yüzeye çarpan birincil e^- 'nin bulunmasıdır. Yine, kovuğun Ekvatorundaki bir-noktalı EÇO rezonans koşulu için gereken manyetik alan değerini tahmin etmek için kullanılan yöntemi değiştirebiliriz:

$$2/\{T \cdot (2n - 1)\} = 2f/(2n - 1) = eB_n/2\pi m_e \quad (2.160)$$

Böylece, manyetik alan değeri aşağıdaki gibi hesaplanır (Parodi, 2011):

$$B_n = 22(\pi f m_e / e)\{1/(2n - 1)\} \quad (2.161)$$

m_e , e ve f nicelikleri için aynı değerler kullanılarak, $n = 1$ durumunda EÇO oluşması için, eş zamanlı tahmini rezonans manyetik alan değeri $B_n \approx 56 \text{ mT/GHz}$ olarak elde edilir.

Eşeksenli hatlarda EÇO: Duran-dalga

Eşeksenli hatlar için EÇO analizi SW operasyonu göz önüne alınarak incelenecektir. f_0 frekans, d dış iletkenin çapı ve Z öz empedans, olmak üzere basit ölçekleme yasası:

$$P_{\text{bir-nokta}} \sim (f_0 d)^4 Z_0, \quad P_{\text{iki-nokta}} \sim (f_0 d)^4 Z_0^2 \quad (2.162)$$

ile yazılır. Bir-noktalı EÇO için; elektronlar dış iletkeniden salınmaya başlar ve iç-dış iletken arasındaki boşluktan iç iletkene dokunmadan dış iletkene geri döner. Ayrıca, iç ve dış iki iletken arasında elektronların yörüngesi iki-noktalı EÇO olarak adlandırılır (dış iletkeniden iç iletkene ve tekrar geri). f_0 frekans ve V , iç ve dış iletkenler arasındaki gerilim ise eşeksenli hatlarda SW operasyonunda TEM kipi alanları aşağıdaki formüllerle verilir:

$$\vec{E}_{SW}(x, \varphi) = V / \{2r \ln(b/a)\} (\cos(kz - \varphi) - \cos(kz + \varphi)) \vec{e}_r \quad (2.163a)$$

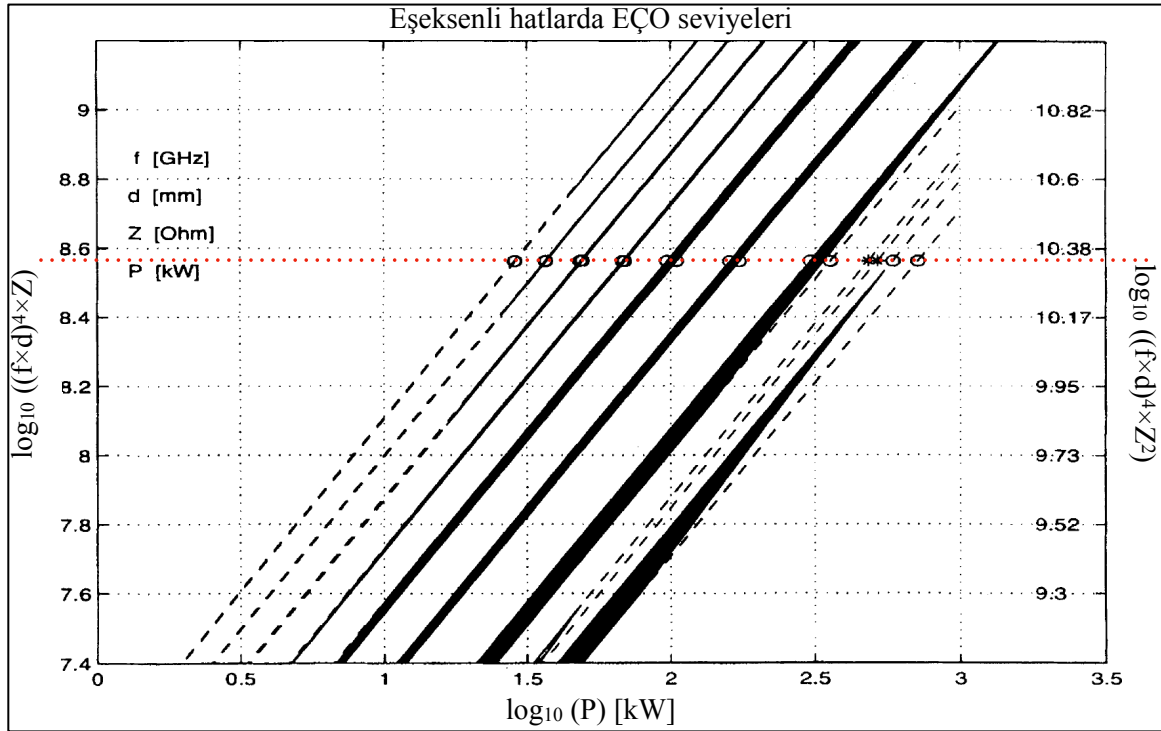
$$\vec{B}_{SW}(x, \varphi) = V / \{2cr \ln(b/a)\} (\cos(kz - \varphi) - \cos(kz + \varphi)) \vec{e}_\theta \quad (2.163b)$$

$k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ ve (r, θ, z) , x alan noktasının silindirik koordinatlarda gösterimidir. Eşeksenli hatlarda iki-noktalı EÇO etkisine sebep olacak ortalama giriş gücünü (P_0) bulmak için öncelikle Eş. 2.154 ve 2.155 veya 2.156 kullanılarak gerilimin alt ve üst limit değerleri ve Eş. 2.157 kullanılarak elektronların çarpma enerjileri hesaplanır. Daha sonra, gerilim $P_0 = V_n^2 / Z_0$ ile ve Z_0 , Eş. 2.20'den hesaplanabilir. Diğer bir yol olarak, güç değerleri eşeksenli hattın iç ve dış iletkenleri arasındaki gerilim ile de hesaplanabilir:

$$V_n = \sqrt{4 \cdot 120 \cdot P_0 \cdot \ln(b/a)} \quad (2.164)$$

Eşeksenli hatlarda SW durumunda (yansıma katsayısı, $\rho = 1$) bir-noktalı EÇO etkisine sebep olacak ortalama güç değerleri, ölçekleme yasası yardımıyla hesaplanabilir:

$$P_{SW} \propto d^4 f_0^4 Z_0 / (n + 1)^2, \quad E_{kin} \propto d^2 f_0^2 \quad (2.165)$$



Şekil 2.22. Eşeksenli hatlarda EÇO güç seviyeleri (Somersalo, 1998)

Bir-noktalı EÇO etkisi için ortalama güç değerleri hesaplanırken, d iç ve dış iletkenler arasındaki mesafedir (Chao, 2002: 385; Somersalo, 1998). Ayrıca, ikincil elektron verimi de dahil edilmelidir ve bu nedenle, her bir süreç için elektronların ortalama kinetik darbe enerjileri hesaplanır. Sabit bir empedansla, ortalama darbe enerjisi basit bir boyut analizine göre kabaca ölçeklendirme yasasına uyar (Somersalo, 1998). Şekil 2.22, ölçekleme yasası ve ikincil verim dahil olmak üzere, eşeksenli hatlardaki EÇO analizinin grafiksel bir özetidir. Soldaki düşey eksen $(df_0)^4 Z_0 (GHz * mm)^4 \times \Omega$ formülünün 10 tabanına göre logaritmasının bir-noktalı EÇO olayları, dairelerle işaretlen olaylar, içindir. Sağdaki düşey eksen $(df_0)^4 Z_0^2 (GHz * mm)^4 \times \Omega^2$ formülünün 10 tabanına göre logaritmasının iki-noktalı EÇO olayları, yıldız işareti ile işaretlen olaylar içindir. Yatay eksen, EÇO etkisine neden olacak ortalama giriş gücünün 10 tabanlı logaritmasıdır (kW cinsinden). Bir-noktalı EÇO etkisine neden olacak güç değeri hesaplandığında; önce sol düşey ekseninde ki değer Eş. 2.162 ile verilen ifadeler yardımıyla hesaplanır, daha sonra yatay bir çizgi çizilerek (kırmızı çizgi) bu çizginin daireler ile işaretlenmiş bantlarla kesiştiği güçler okunarak bulunur. Ya da daha önce belirtildiği gibi güç değerleri doğrudan Eş. 2.165 ile de bulunabilir. En düşük bant (sağda) 1. dereceden bir-noktalı EÇO bandıdır. Bir sonraki bant iki-noktalı EÇO 1. dereceden bandıdır. Daha sonra bantlar bir-noktalı EÇO'nun 8. dereceye kadar üst derecelerini gösterir. Grafikteki daireler ve yıldız işaretleri, 50Ω , 1,3 GHz, 40 mm (dış çap)

hattı içindir. Bantların koyu kısımları, EÇO etkisinin oluşacağını gösterir, yani elektronlar için ortalama çarpma enerjisi 100 – 1500 eV aralığındadır ve $SEY > 1$ olur (Somersalo, 1998). Eşeksenli hatlarda duran-dalgadan *ilerleyen dalga durumuna* geçildiğinde yansıyan dalga kaybolur. Tamamen tek yönlü ilerleyen dalganın EÇO seviyelerinin dağılımı duran-dalga durumuna benzerdir. Ancak, kısmen yansıyan dalga için ilerleyen dalga operasyonunda TEM kipi alanlar ($c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$):

$$\vec{E}_{TW}(x, \varphi) = V/\{2r\ln(b/a)\}(\cos(kz - \varphi))\vec{e}_r \quad (2.166a)$$

$$\vec{B}_{TW}(x, \varphi) = / \{2cr\ln(b/a)\}(\cos(kz - \varphi))\vec{e}_\theta \quad (2.166b)$$

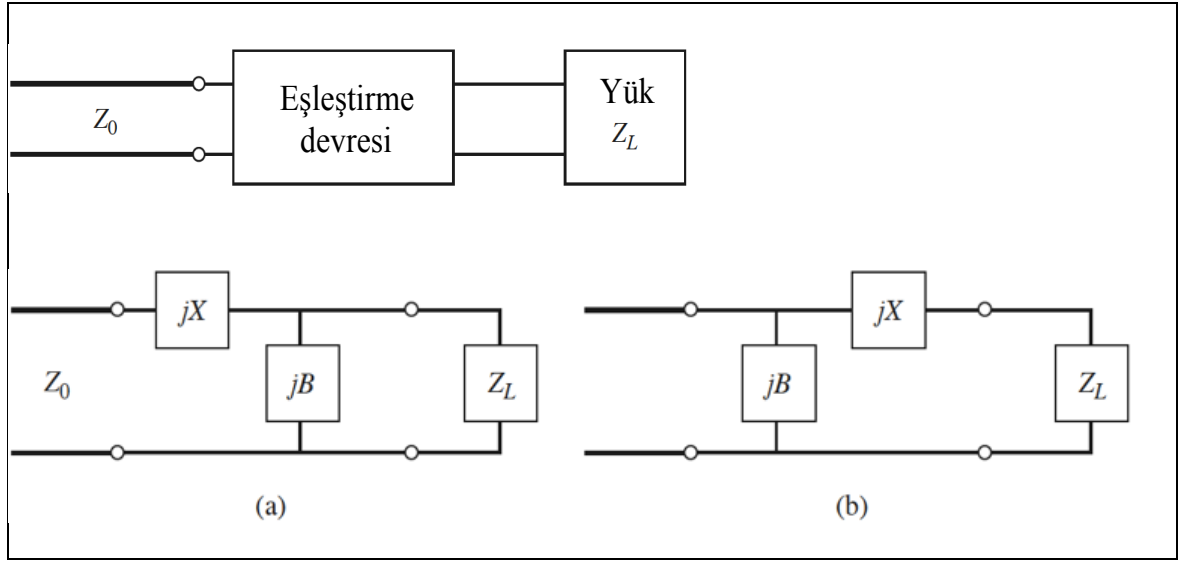
olarak yazılır. İlerleyen ve duran-dalga operasyonlarının EÇO seviyeleri arasında basit bir ölçekleme kuralı vardır. Yansıma katsayısı, $\rho < 1$ olma durumunda aşağıdaki genel formül;

$$P_\rho \approx [4/(1 + \rho^2)]P_{SW} \quad (2.167)$$

iki dalga operasyonları arasındaki ilişkiyi verir. İlerleyen dalga durumunda, $\rho = 0$, $P_{TW} = 4P_{SW}$ olacaktır. İlerleyen dalga için EÇO süreci aynıdır ancak duran-dalgaya göre RF güç seviyeleri dört kat daha yüksektir. Basit bir fiziksel açıklama: duran-dalga operasyonunda tepe gerilimi ilerleyen dalganın tepe geriliminin iki katıdır (Somersalo, 1998).

2.5.6. Empedans eşleme

Bir yük empedansı ile bir iletim hattı arasına yerleştirilmiş bir empedans eşleme devresi Şekil 2.23-üst'de görülmektedir. Eşleme devresi, gereksiz güç kaybını önlemek için ideal bir şekilde kayıpsızdır. Eşleme devresine bakıldığında görülen empedans genellikle Z_0 olacak şekilde tasarlanır. Ardından, eşleme devresi ile yük arasında genellikle çoklu yansımalar olmasına rağmen, devrenin solundaki hatta yansımalar ortadan kalkacaktır. Bu süreç bazen "ayarlama" olarak da adlandırılır. Empedans eşleme veya ayarlama ile; yük hatta eşleştirildiğinde (üretcin eşleştiği varsayılarak) en yüksek güç yüke aktarılır ve besleme hattındaki güç kaybı en aza indirilebilir. Z_L yük empedansının pozitif kısmı olduğu sürece, bir eşleme devresi bulunabilir.



Şekil 2.23. Üst: Gelişigüzel bir yük empedansını bir iletim hattı ile eşleştiren kayıpsız bir devre. Alt: L-kısmı eşleme devresi

Gelişigüzel bir yükü tek bir frekansta bir hatta eşlemek için; (i) Toplu elemanlarla eşleme (L devreleri), (ii) tek saplamalı ayarlama (iii) çift saplamalı ayarlama, (iv) çeyrek dalga dönüştürücü, (c) çok kısımlı binom eşleme dönüştürücüleri, (vi) çok kısımlı Chebyshev eşleme dönüştürücüleri ve (vii) eğimli hatlar teknikleri kullanılır (Pozar, 2012: 231-261).

Toplu elemanlarla eşleştirme (L devreleri)

Herhangi bir yük empedansını bir iletim hattına eşleştirmek için muhtemel en basit eşleştirme devresi tipi, indüktörler veya kapasitörler olarak iki reaktif eleman kullanan *L-kısmı*'dır. Bu devre için, $z = Z_L/Z_0$ normalleştirilmiş yük empedansı, Smith grafiğindeki $1 + jx$ çemberinin içindeyse, Şekil 2.23-alt (a) devresi ve dışındaysa alt (b) devresi kullanılmalıdır. Frekans yeterince düşük ve/veya devre boyutu yeterince küçükse, kondansatörler ve indüktörler gibi toplu devre elemanları kullanılabilir. Bu, yaklaşık 1 GHz'e kadar olan frekanslar için uygundur. Bununla beraber modern mikrodalga tümleşik devreleri yeterince küçük olabileceğinden, elemanlar daha yüksek frekanslarda da kullanılabilir. L kısmı eşleştirme devrelerini hızlı ve doğru bir şekilde tasarlamak için analitik ve Smith çizelgesi olmak üzere iki çözüm mevcuttur.

Analitik çözümler: Smith çizelgesi daha basit olmasına rağmen, daha fazla kesinliğe sahip olunması gerektiğinde L-kısmı eşleştirme devre bileşenleri için basit ifadelerin olması da yararlıdır. Bu ifadeler, bilgisayar destekli bir tasarım programında L-kısmı eşleştirmesi için

kullanılabilir. Şekil 2.23 sağ-a durumunu ele alalım ve bu durum için $R_L > Z_0$ 'dır ve $Z_L = R_L + jX_L$ olsun. Eşleştirme devresine bakarken yük empedansı ile birlikte görülen empedans, empedans-eşleştirme durumu için Z_0 'a eşit olmalıdır:

$$Z_0 = jX + 1/\{jB + 1/(R_L + jX_L)\} \quad (2.168)$$

Yeniden düzenleme ve gerçel/sanal parçalara ayırma, iki X ve B bilinmeyenleri için $B(XR_L - X_L Z_0) = R_L - Z_0$ ve $X(1 - BX_L) = BZ_0 R_L - X_L$ denklemlerini verir. İlk eşitlik X için çözümlenip, ikinci eşitlikte yerine yerleştirilerek B niceliği için, $B = (X_L \pm \sqrt{R_L/Z_0} \sqrt{R_L^2 + X_L^2 - Z_0 R_L}) / (R_L^2 + X_L^2)$ ikinci dereceden çözüm elde edilir. Bu denklem B ve X için iki çözümün mümkün olduğunu gösterir. Pozitif X bir indüktör ve negatif X bir kapasitör belirtirken, pozitif B bir kapasitör ve negatif B bir indüktör belirtir ve bu çözümlerin her ikisi de fiziksel olarak gerçekleştirilebilir. Ancak, bir çözüm reaktif bileşenler için önemli ölçüde daha küçük değerlere yol açabilir veya eşleştirmenin bant genişliği daha iyiye veya eşleştirme devresi ile yük arasındaki hatta SWR daha küçükse bu çözüm tercih edilebilir. $R_L > Z_0$ olduğundan B ifadesindeki ikinci karekök her zaman pozitif olur. Böylece seri reaktans $X = (1/B) + (X_L Z_0 / R_L) - (Z_0 / B R_L)$ olarak bulunabilir. Şekil 2.23 sağ-b durumunda (z 'nin $1 + jx$ çemberinin dışında durumu) ise $R_L < Z_0$ 'dır. Ardında yük empedansı olan eşleştirme devresine bakarken görülen admitans, bir empedans-eşleştirme durumu için $1/Z_0$ 'a eşit olmalıdır:

$$1/Z_0 = jB + 1/R_L + j(X + X_L) \quad (2.169)$$

Yeniden düzenleme ve gerçel/sanal parçalara ayırma, iki X ve B bilinmeyenleri için $BZ_0(X + X_L) = Z_0 - R_L$ ve $(X + X_L) = BZ_0 R_L$ eşitliklerini verir. X ve B için çözümler aşağıdaki gibi elde edilir:

$$X = \pm \sqrt{R_L(Z_0 - R_L)} - X_L \quad (2.170a)$$

$$B = \pm \sqrt{(Z_0 - R_L)/R_L} / Z_0 \quad (2.170b)$$

$R_L < Z_0$ olduğundan, karekökler daima pozitifdir ve yine iki çözüm mümkündür. Gelişigüzel karmaşık bir yükü Z_0 öz empedansına sahip bir hat ile eşleştirmek için, giriş empedansının

3. MATERYAL VE METOT

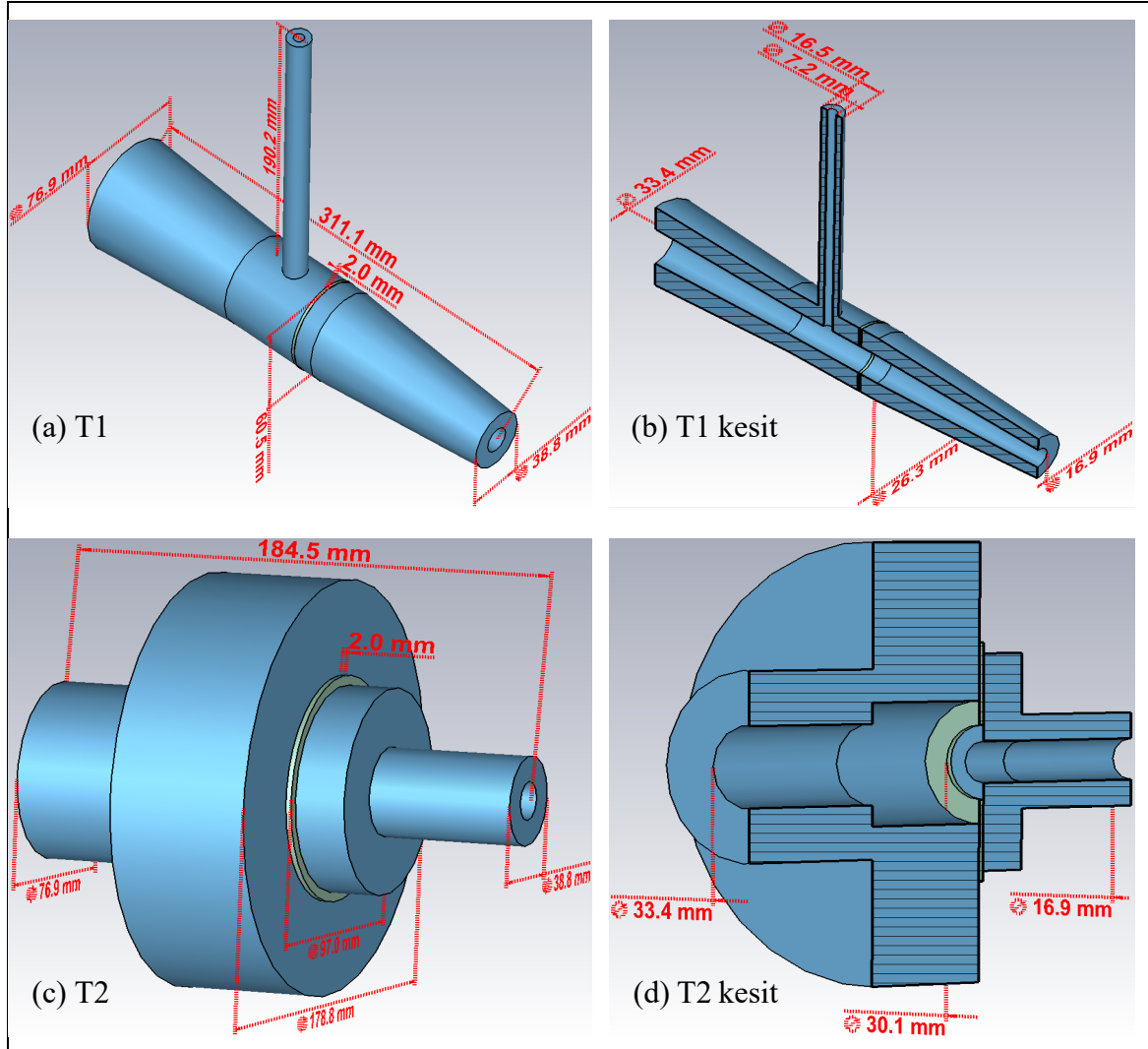
Pasif bir RF bileşeni olarak kullanılan güç bağdaştırıcısının, bu tez çalışmasında gücü 352,21 MHz çalışma frekansında atmalı kipte hızlandırıcı kovuğuna iletmesi gerekmektedir. TAEK RFQ'nun kanat uçlarında 60 kV gerilim sağlanması için gereken maksimum RF tepe gücü, güvenlik payı ve en kötü senaryoyu dikkate alarak 1 Hz tekrarlama oranıyla %0,01 PAKS değerinde 120 kW'dır (Turemen, 2017). Bu parametreler dikkate alınarak mevcut bağdaştırıcı tasarımı için benzetimler CST Studio Suite yazılımı ile gerçekleştirildi. Bağdaştırıcının tasarlanması için, aşağıdaki yinelemeli prosedür izlenmelidir:

- CST MWS bilgisayar kodu ile bağdaştırıcı ve kovuğun alan dağılımı tam olarak modellenir.
- Eşeksenli veya dalga kılavuzlarından oluşan iletim hatları, genellikle gazla doldurulduğundan, bağdaştırıcıların vakum bariyerleri (RF pencereleri) içermesi gerekir. Bu yüzden pencere malzemesi ve boyutları belirlenir. Öncelikle bağdaştırıcının eşeksenli kısmı CST MWS ile farklı Dielektrik vakum pencereleri için benzetilir ve uygun malzemeler (iç – dış iletken ve RF penceresi) ile en uygun geometri belirlenir.
- Bağdaştırıcı kovuğa monte edilerek, CST MWS yazılımının eigen çözücüsü yardımıyla bağdaştırıcı ve kovuk içerisindeki alanlar monitör edilir. Minimum kayıplı güç iletimi için gerekli optimizasyonlar yapılarak kalite faktörleri (Q_0 ve $Q_{dış}$) elde edilerek uygun halka alanı belirlenir. Frekans uzayı çözücüsü yardımıyla da yine gerekli optimizasyonlar yapıldıktan sonra S-parametresi elde edilerek, halka için en uygun dönme açısı belirlenir.
- EÇO etkisi benzetimleri gerçekleştirilir. Eğer EÇO'ya neden olacak güç seviyeleri RF çalışma frekansı aralığında ise geometri değiştirilerek, en uygun tasarım elde edilir.
- Ortalama RF gücüne bağlı olarak, bağdaştırıcı için atmalı ısıtma olayı dikkate alınmalıdır. Eğer gerekiyorsa sıcaklık tasarımları gerçekleştirilir.
- Üretim öncesi 3-boyutlu yazılım yardımıyla bağdaştırıcının parçalarının teknik çizimleri elde edilir.
- Son olarak, bağdaştırıcı, EM alan dağılımında demet kalitesini bozabilecek bir asimetriye neden olabilir. Bu sebeple çift bağdaştırıcı kullanma veya aynı eşeksenli geometriye sahip empedans ayarlayıcılar gibi özel önlemlerin gerekli olup olmadığına karar verilir.

3.1. CST Microwave Studio ile Yapılan RF Tasarım Çalışmaları

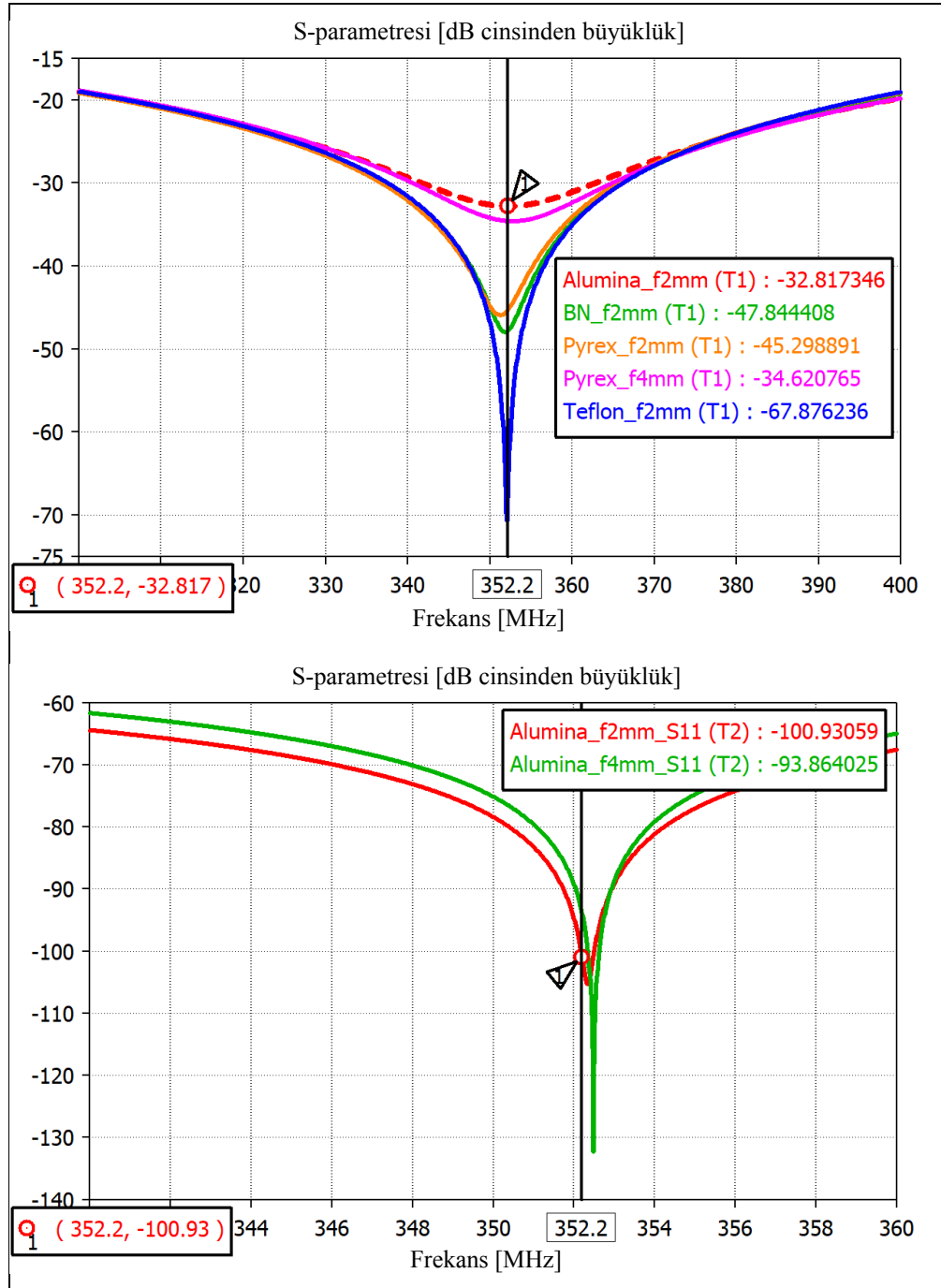
TAEK RFQ kovuğunu beslemek için eşeksenli tipi güç bağdaştırıcısı tasarlanmıştır. En uygun bağdaştırıcı tipine karar vermek için ilk olarak farklı geometrilere sahip eşeksenli tipi bağdaştırıcılar tasarlanmıştır. Bütün tasarımların benzetimleri CST MWS ile gerçekleştirilmiştir. Bu bölümde, giriş ve çıkış kapıları (port) arasındaki gerekli güç eşleşmesi (cihazlar arasında minimum güç kaybı, maksimum güç iletimi) sağlanarak, bir RF güç bağdaştırıcısının CST yazılımı yardımıyla eşeksenli iletim hattı için 3-farklı tasarımı anlatılacaktır. Tasarım ayrıntıları bağdaştırıcının ana EM tasarımı bölümünde verilecektir.

3.1.1. Farklı geometrili bağdaştırıcı tasarımları



Şekil 3.1. Eşeksenli tipi farklı geometriye sahip bağdaştırıcı tasarımları; (a) Kısa devre empedans ayarlı (T1). (b) T1 kesit görünümü. (c) Roket ucu konisi (T2). (d) T2 kesit görünümü

CST yazılımı ile gerçekleştirilen tek saplamalı ayarlama (Tasarım 1, T1), Davul – tipi (Drum – like) (Tasarım 2, T2) ve Roket ucu – konisi (Nose – cone) (Ana Tasarım, T3) eşeksenli tipi hat tasarım geometrileri göz önüne alınmıştır. RF vakum penceresi olarak Alümina, Boron – Nitride (BN), Teflon ve Pyrex (cam) için iki farklı geometriye sahip eşeksenli tipi bağdaştırıcı tasarımları gerçekleştirilmiştir. Vakum penceresi olarak alüminanın kullanıldığı her bir geometri için örnek kesitler ve tasarım sonuçları Şekil 3.1’de verilmiştir (T1 ve T2).



Şekil 3.2. Eşeksenli tipi farklı geometriye sahip bağdaştırıcı tasarımı sonuçları. Üst: Farklı malzemeler için S_{11} (T1). Alt: İki farklı alumina kalınlığı için S_{11} eğrileri (T2)

Hattın öz ile yük empedans eşitliği sağlandığı durumda ($Z_L = Z_0$) gücün bağdaştırıcıdan geri yansımaları azalacak ve güç eşeksenli hattın sonuna (çıkış kapısına) kayıpsız aktarılacaktır. Bunun için eşeksenli hattın iç iletkeninin dış çapı ve dış iletkenin iç çapları (a) ve (b) CST MWS ile en iyileştirilip, uygun kapasitans (C), endüktans (L) değerlerine ulaşılarak öz empedans ve hattın çalışma frekansı (f_0) ayarlanmıştır. Bütün tasarımlar için geometrik ölçüler, 352,2 MHz çalışma frekansından $Z_0 = 50 \Omega$ öz empedansını sağlamak için en iyileştirilmiştir. Farklı tip geometrilere sahip bağdaştırıcıların eşeksenli hatları için en iyileştirme yapılması sonrasında farklı malzemeler ile elde edilen tasarım sonuçları Şekil 3.2’de verilmiştir. Bilindiği gibi seramik pencerenin elektriksel özellikleri, cihazların güç eşleşmesini önemli ölçüde bozar. Ayrıca, yalıtkan malzemeler farklı elektriksel özelliklere sahip olduğundan, RF vakum pencere için malzeme seçimi cihazlar arasındaki mükemmel güç eşleşmesi için (bu çalışmamızda, bağdaştırıcı iletim hattı boyunca ve bağdaştırıcı ile RFQ arasında) önemli bir rol oynamaktadır. Bu dezavantajın üstesinden gelmek için 352,2 MHz olan hızlandırıcı sistemi çalışma frekansında hem dönüş hem de geçiş kayıplarını en aza indirmek amacıyla bağdaştırıcının farklı tasarım geometrileri EM yazılım (burada CST MWS) kullanılarak en iyileştirilmiştir. Tasarımlarda farklı kalınlıklara sahip ($f = 2$ mm ve $f = 4$ mm) farklı malzemelere sahip pencereler denenmiştir ve her bir pencere için hat geometrileri en iyileştirilerek güç eşleşmesi için en uygun bulunmaya çalışılmıştır.

Çizelge 3.1. T1 için elde edilen RF/EM tasarımı sonucu

Malzeme	ϵ_r	Yoğunluk (ρ) (kg/m^3)	S_{11} [dB]	P_{yans} [%]
Alümina ($f = 2$ mm)	9,90	3900	-32,81	0,0523 (62,8 W)
Boron Nitride (BN)	4,20	1900	-47,84	0,1640 (1,97 W)
Pyrex ($f = 2$ mm)	4,82	2230	-45,29	0,2960 (3,55 W)
Pyrex ($f = 4$ mm)	4,82	2230	-34,62	3,4510 (41,4 W)
Teflon	2,10	2200	-67,87	0,0016 (0,02 W)

Örnek olarak T1 için elde edilen sonuçlar Çizelge 3.1’de verilmiştir. Bu kısımda, T1 ve T2 tasarımları için sadece S_{11} parametreleri elde edilmiştir. İletim hattı boyunca yansıyan güç yüzdesi (P_{yans}) ise gücün sistemden ne kadar geriye yansıdığını ifade eden S_{11} parametresinden ($P_{yans}[\%] = 10^{dB/10} \times 100$) elde edilmiştir. Örneğin, $f = 2$ mm kalınlığa sahip alümina vakum penceresinin kullanıldığı T1 hat tasarımında $S_{11} = -32,81$ dB elde edilmiştir (bkz. 35 syf). Bu demektir ki 352,2 MHz frekansında salınan

eşeksenli hattın başlangıcında 120 kW iletilen güç değeri için, RF gücü 62,8 W'a karşılık gelen %0,0523 oranında geri yansımıştır (Çizelge 3.1). CST ile yapılan en iyileştirmeler sonucu, bu hat yaklaşık 311,1 mm ve burada kullanılan empedans ayarlayıcının yüksekliği ve dış yarıçapı sırasıyla 190,2 mm ve 16,5 mm (iç çap: 7,2 mm) olarak bulunmuştur. Alüminanın iç ve dış çapı sırasıyla 26,3 mm ve 60,5 mm olarak elde edilmiştir. Yine, 2 mm kalınlığa sahip alümina vakum penceresi kullanılan T2 tasarımında ise her bir geçişin uzunlukları ve iç – dış iletkenlerin çapları ile kullanılan penceresinin iç – dış çapı ve kalınlığı değiştirilerek mükemmel güç aktarım/eşleme koşulu elde edilmiştir. Hat boyu, vakum penceresi (alümina) iç ve dış çapları sırasıyla 184,5 mm, 30,1 mm ve 97,0 mm olarak bulunmuştur. Pencerenin ise iç ve dış çapı sırasıyla 30,1 mm ve 97,0 mm olarak elde edilmiştir. T1 tasarımı ile karşılaştırıldığında, T2'de keskin geçişler kaldırılmıştır. Her iki tasarımın geometrileri için, 3 1/8" (dış iletkenin iç çapı: 76,9 mm ve iç iletkenin dış çapı: 33,4 mm) ve 1 5/8" (dış iletkenin iç çapı: 38,8 mm ve iç iletkenin dış çapı: 16,9 mm) standart eşeksenli hatları sırasıyla iletim hattının başlangıç ve bitişi olarak seçilmiştir. T1 için tasarım sonuçlarından; eşeksenli hat tasarımında malzemelerin sahip olduğu yalıtkanlık sabiti (ϵ_r) azaldıkça yansıyan gücün azaldığı görülmüştür. Ayrıca iki farklı kalınlıkta pyrex (cam) için sonuçlara bakıldığında kalınlık arttıkça yansıyan güç artmıştır. Bu sonuçlar dikkate alındığında pencere için en mantıklı seçim en düşük kalınlıkta en düşük güç kaybı veren teflondur. Fakat RF PSU'dan hızlandırıcı sistemlerine aktarılan yüksek güce ve önemli bir faktör olan vakuma dayanma gibi hususlar dikkate alındığında, düşük güç kaybı sonucu elde edilebilen ve basınç dayanımı en yüksek malzemesi olan alümina hemen hemen bütün hızlandırıcı sistemlerinde yaygın olarak kullanılır. Bu durum göz önüne alınarak, T2'de alümina malzemesinin iki farklı kalınlık için ($f = 2$ ve $f = 4$ mm) hat en iyileştirilmiştir. Her iki kalınlık değeri için S_{11} değeri sırasıyla $-100,93$ dB ($\%8,07 \times 10^{-9}$ güç yansıması) ve $-93,86$ dB ($\%4,11 \times 10^{-8}$ güç yansıması) olarak elde edilmiştir. Sonuç olarak, bu tasarım için hattın boyu 184,5 mm olarak bulunmuş ve minimum güç kaybı elde edilmiştir.

3.1.2. Bağdaştırıcı ana EM tasarımı

TAEK RFQ için ana RF güç bağdaştırıcısı, roket – ucu geometrisine sahip ve yalıtkan bir destek diskinden ve bir RF vakum pencere katı eşeksenli hattın ve düşük frekansta çalışmamız nedeniyle ucunda bir güç bağdaştırma halkasından (manyetik/endüktif besleme yöntemine dayanan) oluşmaktadır (Cicek, 2018a, 2018b). Ana bağdaştırıcı geometrik değişkenleri hat boyunca ayarlanabilme, daha düşük boyutlara sahip olma (ekonomik),

bağdaştırma katsayısının (β_c) ayarlanabilmesi gibi önemli özelliklere sahiptir. Başlangıç olarak, bağdaştırıcıda en düşük kayıpla en yüksek verimli güç aktarımı elde etmek için, S – parametreleri CST MWS kullanılarak en iyileştirilmiştir. Literatürde, 3 1/8" eşeksenli hattın tepe ve ortalama güç taşıma kapasitelerinin sırasıyla yaklaşık 1000 kW ve 27 kW olarak bulunmuştur. 1 5/8" çizgisinin tepe ve ortalama güç taşıma kapasitesi sırasıyla yaklaşık 300 kW ve 8 kW'tır (Mega, 2019). Bağdaştırıcı geometrisinin (ana EM tasarım, T3) tüm ölçüleri, bu iki standart eşeksenli hat göz önüne alınarak seçilmiş ve en iyileştirilmiştir.

Çizelge 3.2. Aday yalıtkan malzemeler için özellikler ve hesaplamalar (Brown, 1998: 281-283; Kaiser, 2005: 33-40; Geyer, 1990; Suharyanto, 2006; Deffenbaugh, 2013; Adamson, 1993; Westphal, 1980: 19, 43-52; Dapor, 2013; CST, 2018)

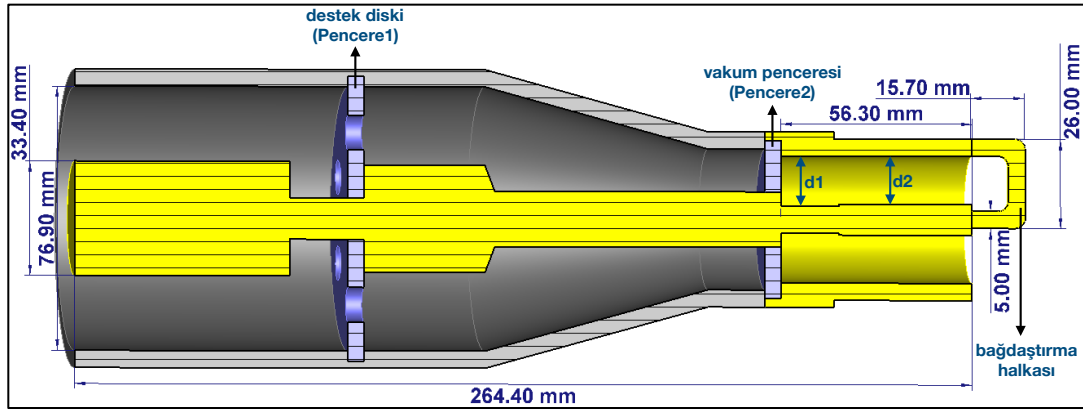
		Özellikler (f_0 frekansında)			Hesaplama sonuçları		
Malzeme	ϵ_r	$\tan\delta$ (10^{-3})	Yoğunluk (kg/m^3)	SEY	P_{yans} [%] (10^{-4})	P_{ilet} [%]	$P_{kayıp}$ [W]
Alümina (%99,5)	9,4	0,25	3900	6,8	0,5159	99,92	92,3
Pleksiglas	2,65	9,20	1190	~2,3	0,2424	99,75	302,1
Polikarbonat	2,92	5,20	1200	~2,3	0,2359	99,82	215,4
Polyamid	2,6	7,00	1400	2,1	1,9943	99,79	248,9

Bu çalışmada, bağdaştırıcının iletim hattının başlangıcı için 3 1/8" standart eşeksenli hat seçilmiştir. Ana tasarımda bağdaştırıcının RF penceresi için, ülkemizde özellikle *uygun maliyet ve ulaşılabilirlik* açısından dört aday yalıtkan malzeme (Alümina, Polikarbonat (Lexan), Polyamid (Kapton) ve Pleksiglas) dikkate alındı. EÇO fenomeni için önemli bir parametre olan SEY değerleri ile birlikte pencere malzemelerinin f_0 'da ki özellikleri Çizelge 3.2'de verilmiştir. Ana tasarımda, CST MWS yardımıyla en iyileştirilmiş S-parametrelerinden elde edilen güç kayıpları ile birlikte (P_{yans}), iletilen güç yüzdeleri de ($P_{ilet}[\%] = 10^{dB/10} \times 100$) hesaplanmıştır. 120 kW giriş gücü için hesaplama sonuçları Çizelge 3.2'de verilmiştir. Toplam RF güç kaybı ise aşağıdaki formül ile hesaplanır.

$$P_{kayıp} = [100 - P_{yans} - P_{ilet}]\% \quad (3.1)$$

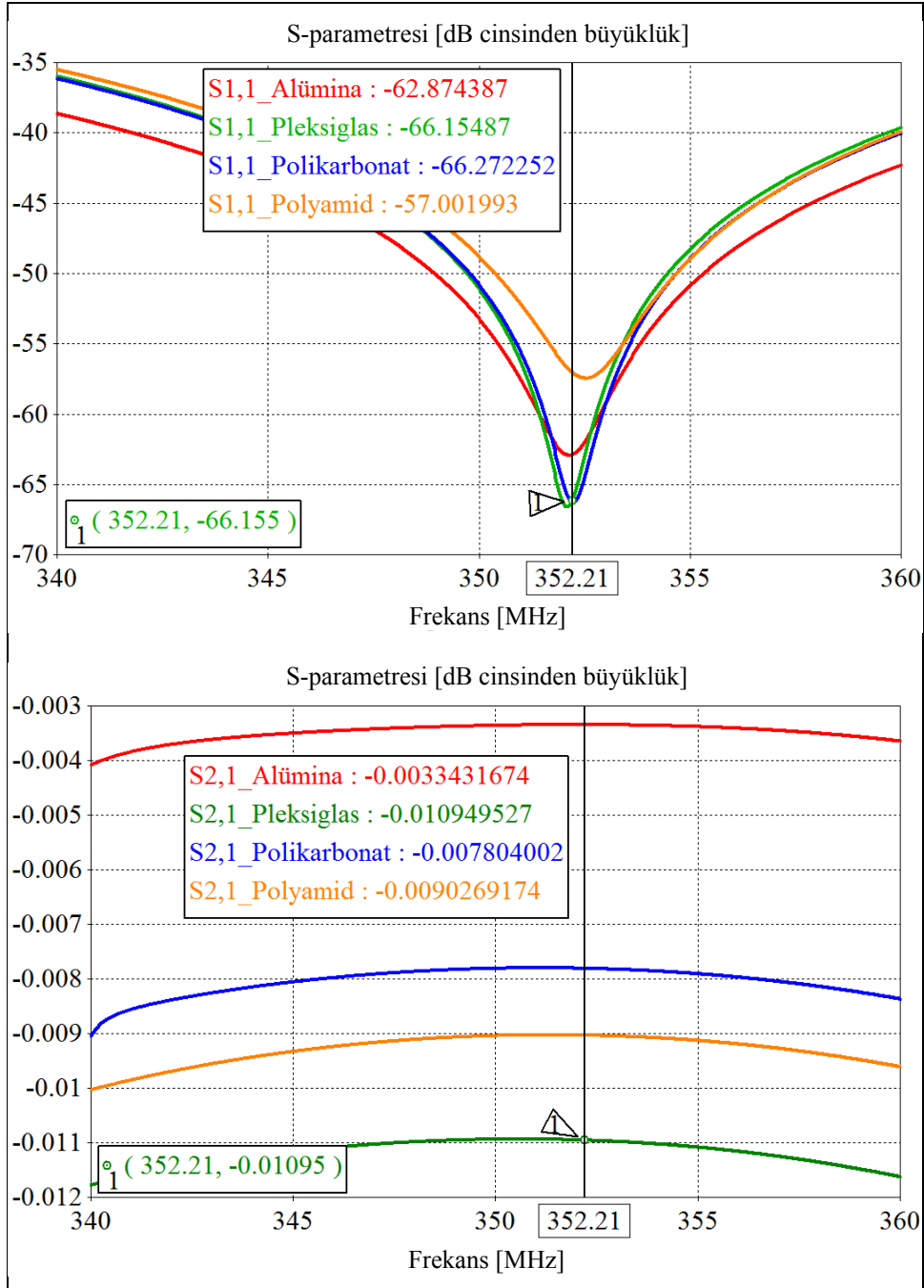
Bağdaştırıcı için benzetim çalışmalarında 46 mm çapında bir eşeksenli vakum penceresi kullanılmıştır. Belli bir ϵ_r değerine sahip her bir yalıtkan için eşeksenli hattın geometrisi en iyileştirilmiştir. Yapının en iyileştirilmesiyle elde edilen " S_{11} " (geri dönüş kaybı, -RL (dB))

ve " S_{21} " (geçiş kaybı) saçılma parametreleri ile bu parametrelerden hesaplanan P_{yans} ve P_{ilet} , mükemmel eşleştirme koşulunun dikkate alınan tüm malzemeler için elde edildiğini göstermiştir. Bu, iletim hattının giriş ve çıkışı arasında yüksek güç iletimi ve düşük güç yansıması sağlayacaktır. Toplam güç kaybı yalıtkan penceredeki kayıplara bağlı olduğundan, iletilen gücün yüzdesi, malzemelerin $\tan\delta$ (dielektrik eğim kaybı) değerleri arttıkça azalır. Ayrıca, 120 kW'lık RF tepe güç iletimi için bağdaştırıcı yapısındaki güç kayıpları, $\tan\delta$ değerlerinin artmasıyla tekrar artmaktadır (Liew, 2014). RFQ için, 3-boyutlu çizime ve sonunda ülkemiz imkanları kullanılarak üretime hazır bağdaştırıcı için geometrik boyutları CST MWS ile elde edilen bir EM tasarım modeli düşünüldü.



Şekil 3.3. RF güç bağdaştırıcısının EM modelinin enine kesit görünümü (T3).

RFQ için 3-boyutlu çizime ve sonunda ülkemiz imkanları kullanılarak üretime hazır bağdaştırıcı için geometrik boyutları CST MWS ile elde edilen bir EM tasarım modeli düşünüldü. Üretim planlaması, ekonomik ve yerli üretim ve ulaşılabilirlik avantajları göz önüne alınarak, bağdaştırıcının ana EM tasarımı için yukarıda bahsedilen dört aday malzeme dikkate alınarak tasarımlar gerçekleştirilmiştir. Bir polimer olan Pleksiglas malzemesi son tasarım için RF pencere malzemesi olarak seçilmiştir (Şekil 3.3). Bu tasarım çalışmalarının geometrisi, ESS – BILBAO RFQ bağdaştırıcısından esinlenilmiştir (González, 2011). Sarı, mor, koyu gri alanlar sırasıyla bakır, yalıtkan destek diski ve RF vakum penceresini (pleksiglas) ve alüminyumı temsil eder. 4,7 mm kalınlığa ve 83 mm çapa sahip olan destek diski (Pencere1), bağdaştırıcının iletim hattının empedans uyumu için kullanılır. Benzetimlerde, 4,7 mm kalınlığında ve 46,0 mm çapında RF vakum penceresi (Pencere2) kullanılmıştır. En iyileştirme çalışmaları sırasında her iki yalıtkan pencerenin kalınlığı değiştirilmemiştir. Konik uzunluk 65,7 mm'dir. RFQ çalışma frekansındaki S_{11} ve S_{21} kayıplarını en aza indirmek için bağdaştırıcının geometrik boyutları en iyileştirilmiştir.



Şekil 3.4. Farklı yalıtkan malzemeleri için frekansa bağlı olarak büyüklüğü dB cinsinden olan saçılma parametresi (S_{11} ve S_{21}) eğrileri; Üst: S_{11} ve alt: S_{21} eğrileri

Bağdaştırıcının eşeksenli hattı için gerekli en iyi eşleme koşulu; iç iletkenin farklı bölümlerinin uzunluk ve çapları, Pencere1'in delik çapı ($\phi 10\text{ mm}$) ve Pencere1 ve Pencere2'nin iç çapları değiştirilerek elde edilmiştir. Hattın başlangıç ve bitiş dış çapları ve Pencere1 ile Pencere2'nin kalınlıkları sabittir. Tüm ölçüler, $Z_0 = 50\ \Omega$ öz empedansını sağlamak için seçilmiştir. Önerilen malzemeler için elde edilen S-parametreleri Şekil 3.4'de

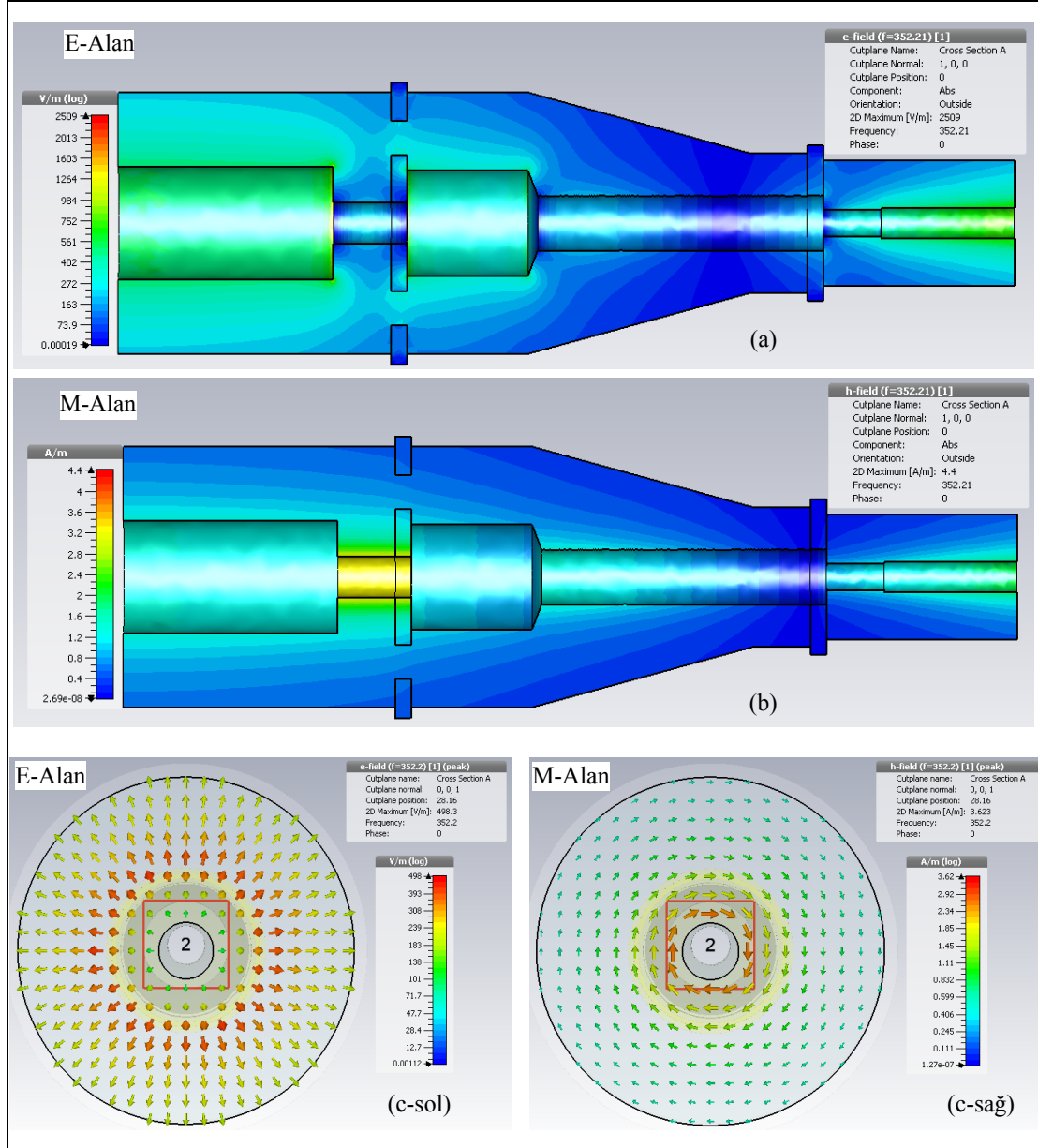
verilmiştir. Daha önce belirtildiği gibi, $\tan\delta$ değerleri arttıkça S_{21} değerleri de en iyi değer olan 0 değerinden uzaklaşır ve bu durumda iletilen güç kaybı artar.

Çizelge 3.3. Bağdaştırıcının eşeksenli hattı için tasarım sonuçları

Parametre	Hedef değer	Birim	Yorum
Empedans	50	Ω	Hattın öz empedansı
En büyük iletilen güç	120	kW	Kanatlar arası 60 kV gerilim indüklemek için
RF atma uzunluğu	100	μs	$T_{RF}(periyot) = 1 s$ PAKS=%0,01
Ortalama RF gücü	12	W	Kare atma
Bağdaştırıcı yapısı içerisinde güç kaybı ¹	$\sim\%0,25$ $S_{21}: -0,011$	dB	Geçiş kaybı $\rightarrow 0,011$ dB
Bağdaştırıcı eşeksenli hattından yansıyan en büyük güç	$\%0,2424 \times 10^{-4}$ $S_{11}: -66,15$	dB	Geri dönüş kaybı (Sadece bağdaştırıcı yapısı) [340 – 360 MHz] frekans aralığında $S_{11} < 40$ dB
Bağdaştırıcı iletim hattı içerisinde kaybolan güç	302,1	W	Toplam güç kaybı

¹ Pleksiglas kullanımı ile bağdaştırıcının eşeksenli iletim hattında iletim güç kaybı.

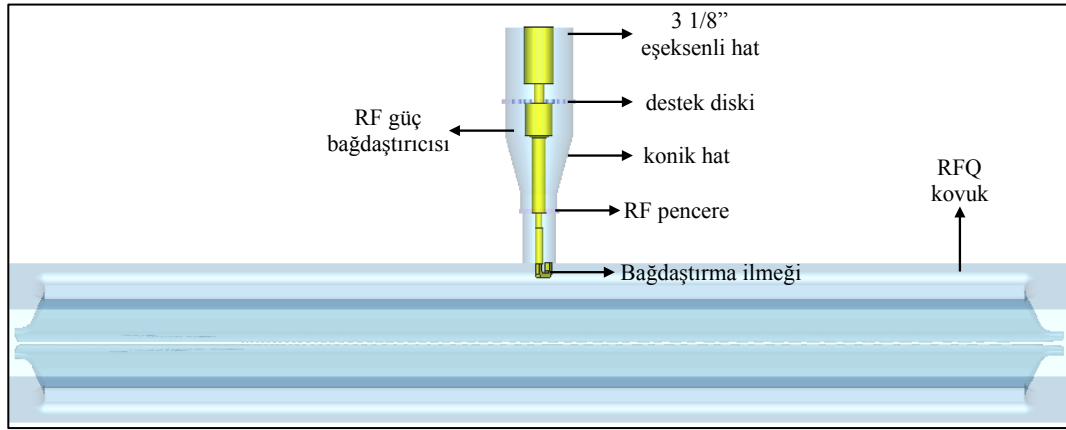
352,21 MHz'de Pleksiglas malzemesi için S_{11} ve S_{21} değerleri sırasıyla $-66,15$ dB ve $-0,011$ dB olarak elde edilmiştir. En doğru sonuçlara ulaşmak için CST MWS yazılımında en iyileştirme hedefi < -120 dB olarak ayarlandı. Bağdaştırıcının eşeksenli hattı için elde edilen tüm sonuçlar ise Çizelge 3.3'de görülmektedir. Ayrıca bağdaştırıcının eşeksenli iletim hattı boyunca duran dalga deseni içinde VSWR değeri $\sim 1,0009$ olarak elde edilmiştir. VSWR 1'den sonsuza kadar değişir ve en iyi değeri yansıyan dalganın olmadığı anlamına gelen 1'dir. Bu durumda bütün RF gücü iletim hattı boyunca neredeyse yansımadan devam eder ve hattın sonuna ulaşır. Bütün eşeksenli hat geometrileri TEM_{00} çalışma modu kullanılarak çalıştırılırlar. Elektrik ve manyetik alan genliği merkezden dışarıya doğru birbirine dik olacak şekilde azalmaktadır. Ayrıca bağdaştırıcının eşeksenli hat kısmı için CST MWS'den elde edilen elektrik ve manyetik alan dağılımları sırasıyla Şekil 3.5a ve 3.5b'de görülmektedir. Bu eşeksenli hat iç metal kısmından dışarıya doğru yön değiştiren bir elektrik alana sahiptir (Şekil 3.5c-sol). Manyetik alan ise yönsel (azimuthal) yönde döner (Şekil 3.5c-sağ).



Şekil 3.5. Bağdaştırıcının eşeksenli hattı için elektrik ve manyetik alan sonuçları; (a) Elektrik alan dağılımı. (b) Manyetik alan dağılımı. (c) Hattın enine kesitinde E ve M-alan çizgileri

3.1.3. RFQ modülü için sonuçlar

RFQ kovuk modülüne monte edilen bağdaştırıcının EM benzetimleri, CST MWS paketinin "eigenmode" ve "frekans alanı" çözümleri kullanılarak gerçekleştirildi. Kanat geometrisi gibi çok hassas ayrıntılara sahip RFQ kovuğunun kiplenim frekansı bağdaştırıcı ile birlikte CST Eigenmode çözümleri kullanılarak modellendi. S-parametreleri ise CST frekans alan çözümleri kullanılarak elde edildi (Şekil 3.6).

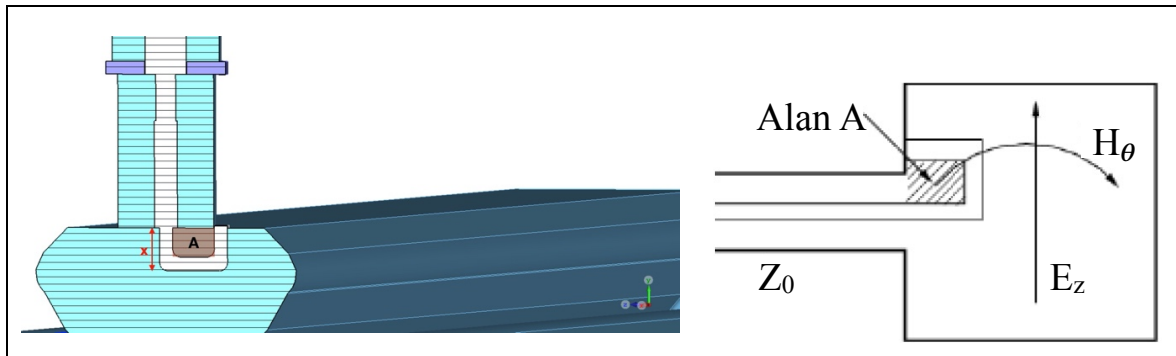


Şekil 3.6. Güç bağdaştırıcısı ile birlikte TAEK RFQ'nun 3D CST MWS modeli

Sarı alanlar bağdaştırıcının iç iletkeni olan bakırı temsil ederken, mavi alan vakumu temsil eder. Benzetimlerde, kayıpları yakalamak için arka plan malzemesi olarak bakır seçilmiştir. Uygun güç taşıma kapasiteli uygun bir eksenli hat kullanılarak, halka eşleştirilmesi aracılığıyla RFQ kovuğunu minimum RF gücü yansıması ile beslemek mümkündür.

Güç bağdaştırma ve halkası

Eksenli dalga kılavuzlu manyetik bağdaştırma halkası RFQ tipi doğrusal hızlandırıcıların güç beslemesinde yaygın olarak kullanılır (Sobenin 1993: 89-94). Bu çalışmada manyetik güç bağdaştırma için, RFQ kovuğunun üst yarısına monte edilmiş bir endüktif bağdaştırma halkası kullanılmıştır (Şekil 3.7). Şekil 3.7-sağ eksenli hatta bağlanan ve kovuğa giren bu halkanın alanını göstermektedir. Halka ve RFQ arasındaki kritik bağdaştırma koşulunu sağlamak için, bağdaştırılmış RFQ için giriş empedansının (Z'_c) hayali kısmı 0 olmalıdır (Şekil 2.17), aynı anda gerçel kısım dalga kılavuzu empedansına ($Z_0 = 50 \Omega$) eşit olmalıdır.



Şekil 3.7. Sol: RFQ'ya monte edilen bağdaştırma halkası geometrisi. Sağ: Halka alanı

Güç besleme dalga kılavuzu bileşenlerinde yansımaları önlemek için, bağdaştırma halkası ile bağlı olduğu eşeksenli dalga kılavuzunun empedansları standart $Z_{halka} = Z_{eşeksenli} = 50\Omega$ değerine eşit olmalıdır (Eş. 2.41'den hesaplanabilir). Eşeksenli dalga kılavuzunun b (dış iletkenin iç yarıçapı) ile a (iç iletkenin dış yarıçapı), yukarıdaki eşitliğe göre $Z_{eşeksenli}(b/a = 2,3) = 50\Omega$ olduğu için $b/a = 2,3$ sağlanacak şekilde seçilmelidir. Bağdaştırıcı ve hızlandırıcı kovuk arasında kritik bağdaştırma elde etmenin *iki yolu* vardır. *İlk yol olarak*, kritik bağdaştırma koşulu, halka anteninin kovuğa uygun bir uzunlukta (x) girilmesiyle elde edilir ve böylece eigenmode çözücüsünde $Q_{dış}$ değeri ayarlanabilir. Yani, eşeksenli iletim hattı ile RFQ kovuğu arasında kritik bağdaştırmayı sağlayan halka alanını hesaplanabilir. Bağdaştırıcı ile kovuk arasında mükemmel bir eşleşme, yani gücün yansımadağı bir duruma baktığımız için, gerilim, Z_0 öz empedansına sahip olan bağdaştırıcının tüm eşeksenli hattı boyunca sabit olacaktır. Halka alanı etrafındaki ortalama manyetik alan kuvvetinin H_0 olduğunu varsayarak, A_{halka} halka alanı olmak üzere halka üzerinde indüklenen gerilim:

$$V_{ind} = \frac{-\partial}{\partial t} \iint_A \mu_0 \vec{H}_0 \cdot d\vec{S} \cong -j\omega\mu_0 H_0 A_{halka} \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir. Eşeksenli iletim hattının dalga boyundan çok daha küçük bir çapı vardır ve bu nedenle TM ve TE dalga kılavuzu kiplerinin eşleşmesi ihmal edilir. Eşeksenli iletim hattında, frekans limiti olmadan sadece TEM kipi uyarılır (Kang, 1993). Ya da Faraday – Neumann yasasından, boş uzayın manyetik geçirgenliğinin μ_0 ve RF üretici atım frekansı ω olduğu durumda halka alanında indüklenen gerilim (Miano 2001: 193-194):

$$V_{ind} = -j\omega\Phi = -j\omega\mu_0 \int_A (\vec{H}_0 \cdot \hat{n}) \cdot d\vec{S} \quad (3.3)$$

Bir RF kaynağı ile bağdaştırılmış bir kovuğun eşdeğer devresini kullanarak, $Z_0 = Z_{halka}$ olmak üzere, halka üzerinde harcanan güç aşağıdaki gibi ifade edilir (Eş. 2.54b):

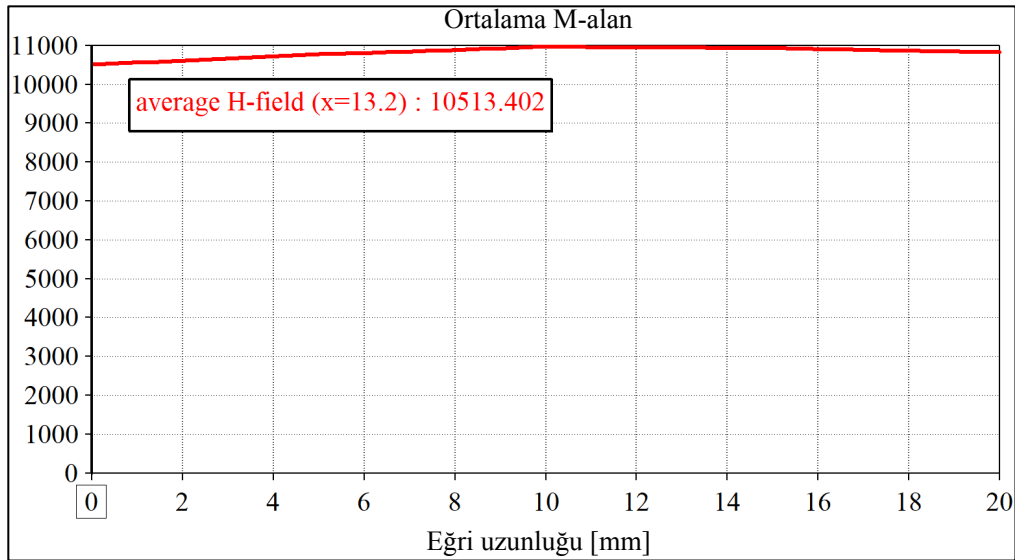
$$P_{dış} = \frac{V_{ind}^2}{2Z_0} = \frac{V'^2}{2Z_0} = \frac{(-j\omega\mu_0 \int_A (\vec{H}_0 \cdot \hat{n}) d\vec{S})^2}{2Z_0} \cong \frac{(\omega\mu_0 H_0 A_{halka})^2}{2Z_0} \quad (3.4)$$

Burada $A_{hal\text{ka}}$, halka alanıdır. Kritik bağdaştırma tanımından ($P_{dış} = P_c$), halka alanı aşağıdaki şekilde tanımlanabilir (demet gücü ihmal edilebilir olduğunda ve $\omega = \omega_0$ durumunda):

$$\frac{(\omega_0 \mu_0 H_0 A_{hal\text{ka}})^2}{2Z_0} = P_c \rightarrow A_{hal\text{ka}} \cong \frac{\sqrt{2Z_0 P_c}}{\omega_0 \mu_0 H_0} \quad (3.5)$$

Demet gücü, harcanan güce göre önemsiz değilse, halka hesaplamasına dahil edilmelidir. P_b , demete aktarılan güç olmak üzere, halka alanı şu şekilde yazılabilir (Koser, 2015):

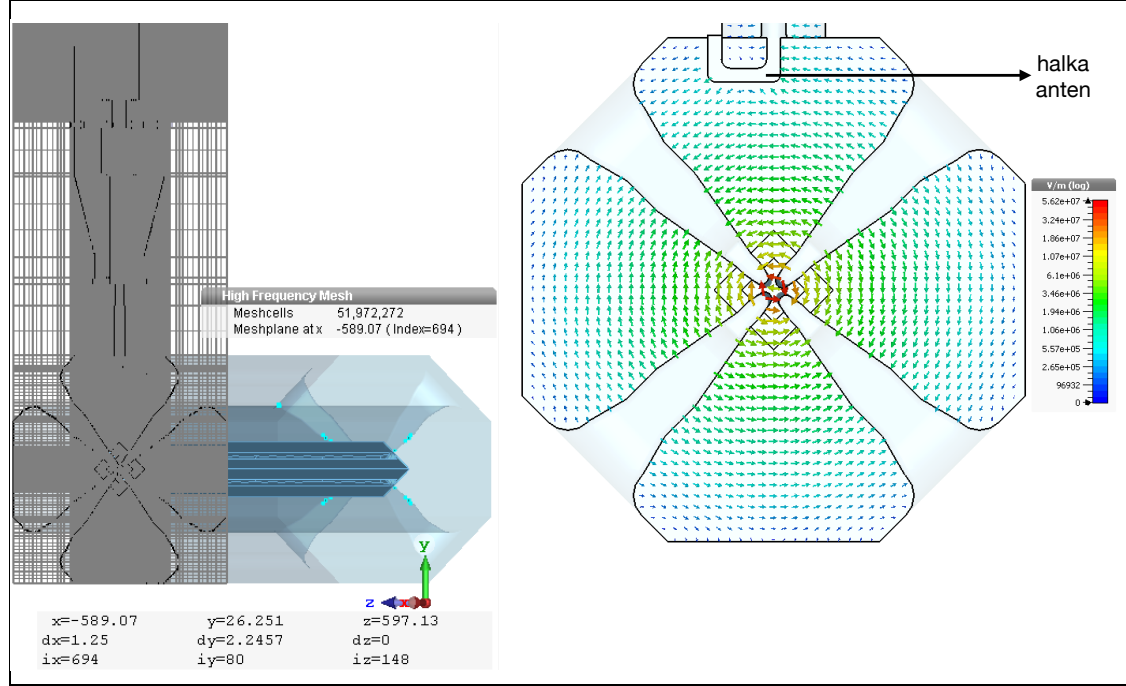
$$A_{hal\text{ka}} \cong \frac{\sqrt{2Z_0 (P_c + P_b)}}{\omega_0 \mu_0 H_0} \quad (3.6)$$



Şekil 3.8. Halka boyunca çizilen eğri uzunluğu üzerinde ortalama manyetik alan şiddeti

Bağdaştırıcısız RFQ'nun Q_0 değeri, önceki çalışmada CST MWS kullanılarak 9242 olarak hesaplanmıştır. 351,43 MHz çalışma frekansında bir 50 Ω iletim hattı için güç bağdaştırmayı sağlamak için tahmini kare halka alanı en iyileştirme çalışmalarından $A_{hal\text{ka}} = 167,34 \text{ mm}^2$ olarak elde edilmiştir. EM alanlar benzetilmiş yapı içinde 1 J depolanmış enerjiye normalize edilerek CST MWS eigenmode çözücüsü sonuçlarından, modellenen kovuk için halka etrafında, $P_c = 230 \text{ kW}$ ve $H_0 \approx 10500 \text{ A/m}$ olarak elde edildi (Şekil 3.8). Analitik formüller ile hesaplanan halka alanı benzetim sonuçlarını doğrulamaktadır. CST MWS eigenmode çözücüsünde yapılan parametrik tarama benzetimlerinden, derinlik

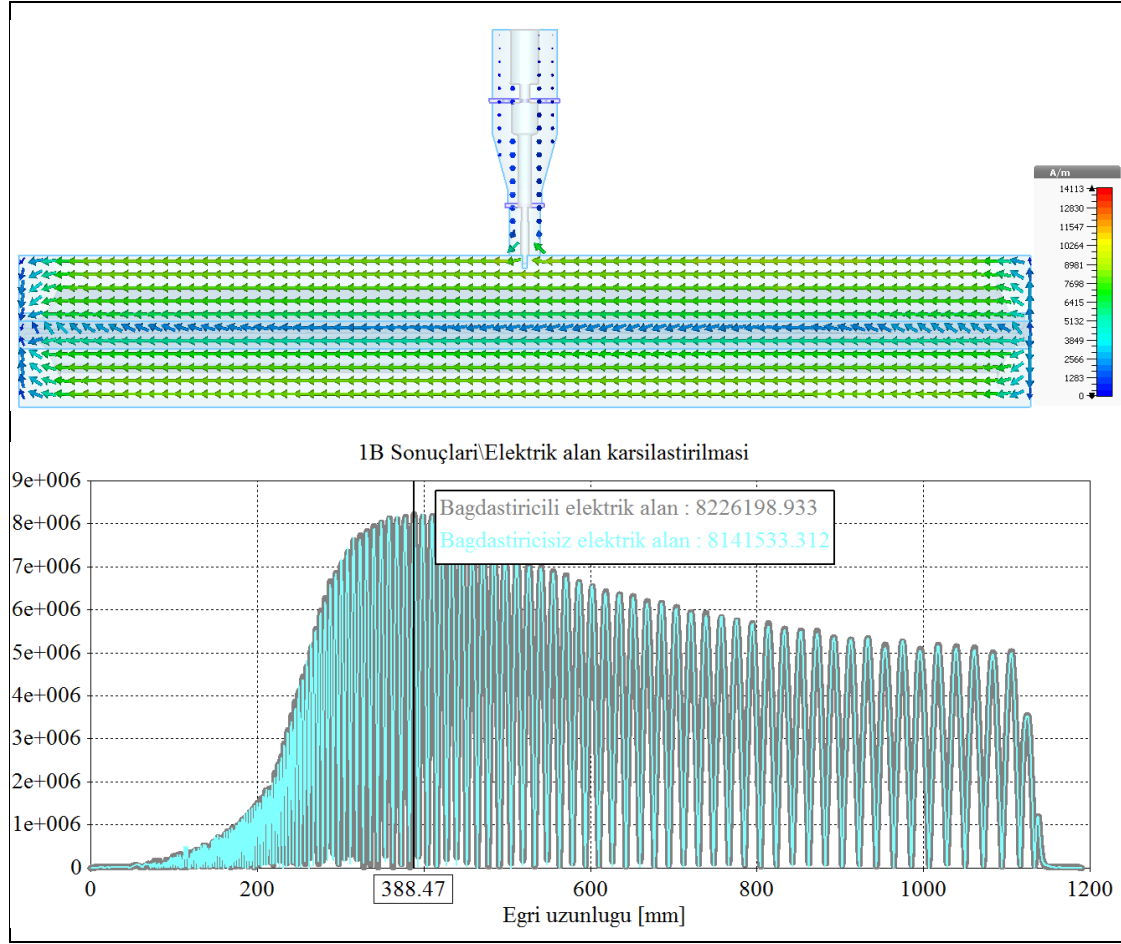
(x) 15,7 mm olarak kararlaştırılmıştır. İlmeğin genişliği (y) ve kalınlığı (t) ise sırasıyla 26 mm ve 5 mm olarak sabitlenmiştir. RFQ benzetimlerinde kovuk uzunluğu değeri 1190,14 mm'dir. Mevcut benzetimlerden, Q_0 ve $Q_{dış}$ sırasıyla daha önce elde edilen sonuç ile uyumlu olan 9530 ve 9544 olarak elde edilmiştir ($\beta_c = 1,009 \approx 1$).



Şekil 3.9. Sol: RFQ ve bağdaştırıcı mesh yapısı. Sağ: E-alan çizgileri ile RFQ'nun enine kesiti

Bu çalışmada ele alınan düşük akımlı RFQ için $\beta_c \approx 1$ gereklidir. Bunun için, RFQ ve bağdaştırıcının CST ile birlikte tasarımında $Q_{dış}$, eigenmode çözücüsü tasarım dosyasında “Home → Setup Solver → Eigenmode Solver Parameters → Q-factor calculation → Calculate external Q-factor” adımları izlenerek elde edilebilir. Q_0 , ise “Post Processing → Loss and Q → Q-factor Calculation” adımları takip edilerek görüntülenebilir. Ayrıca “Post Processing 1. adım → Result Templates → 2D and 3D Field Results → 3D Eigenmode Results → Q_0 ve Q_{ext} ayrı ayrı hesaplanır. Daha sonra β_c değerinin matematiksel olarak elde edileceği, “Post Processing 2. adım → Result Templates → General 1D → Mix Template Results → A: Q-factor (Perturbation, Q_0), B: Q-factor (external, $Q_{dış}$), Enter expression: A/B (bu β değeridir)” adımları uygulanır. Ek olarak, RF alanları "Perfect Boundary Approximation (PBA)" tekniği kullanılarak JDM (Jacobi Davidson Method) yöntemi ile CST MWS modülünün hexahedral eigenmode çözücüsü tarafından hesaplandı. İstenen yüksek hassasiyete ($1e - 9$) bağlı olarak güvenilir sonuçlar elde etmek amacıyla RFQ

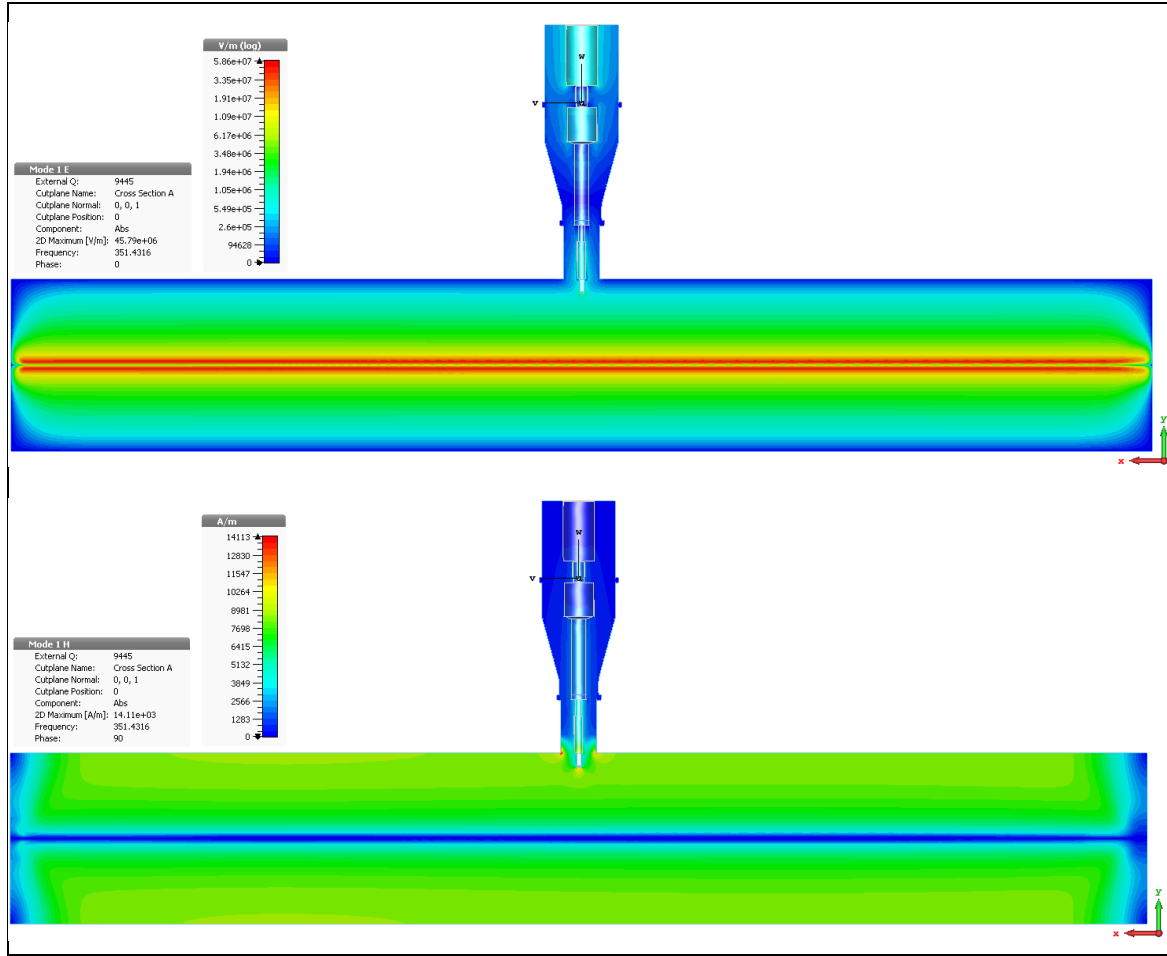
kanatlarına, bağdaştırıcının girişi ile iç iletkenine yerel mesh¹ uygulanmıştır. Sonuçlar toplamda ~52M sayıda oldukça küçük mesh hücreleri ile elde edilmiştir (Şekil 3.9-üst).



Şekil 3.10. Üst: RFQ'nun boyuna düzlemindeki M-alan çizgileri. Alt: Bağdaştırıcı olma ve olmama durumlarında kovuk eksenı boyunca değışen boyuna E-alan

Birleştirilen RFQ ve bağdaştırıcı benzetimi sonucunda, enine düzlemdeki kanatlar arasında hızlandırılmış iyonları odaklayan elektrik alan (Şekil 3.9-alt) ve boyuna düzlemdeki manyetik alan çizgileri (Şekil 3.10-üst), istenen TE_{210} dört kutuplu hızlandırma kipine sahip olan kovuğun EM alanlarını göstermektedir. Demetin hızlandırılması, odaklanması ve bohçalanmasının kovuk içinde gerekli elektrik alanlarının (Şekil 3.9-sağ ve Şekil 3.10-alt) indüklenmesiyle gerçekleştirildiğı bilinmektedir. Şekil 3.10 1-boyut sonucundan bağdaştırıcının RFQ kovuğuna monte edilmesi ile elektrik alan bozulmamıştır.

¹ Mesh: tasarlanacak bileşenin doğru sonuçlar elde edilmesi açısından mümkün olduğunca küçük parçalara ayrılması işlemidir.



Şekil 3.11. Üst: RFQ ve bağdaştırıcı yapısı E-alan dağılımı. Alt: RFQ ve bağdaştırıcı yapısı M-alan dağılımı

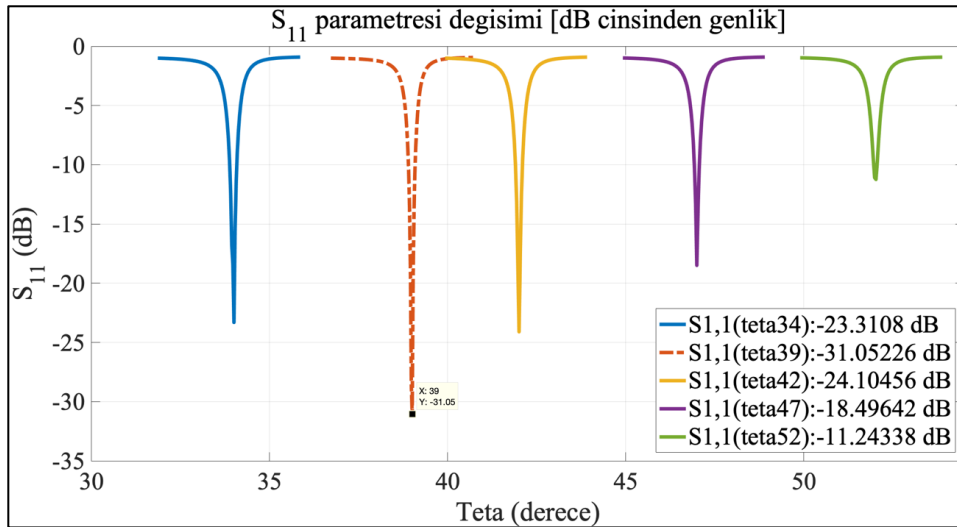
Ayrıca Şekil 3.11-üst, RFQ kovuk eksenı boyunca parçacığın hızlanmasını ve bohçalanmasını sağlayan boyuna elektrik alanın dağılımını göstermektedir. Elektrik alan kovuk eksenı boyunca maksimum değerdedir. Şekil 3.11-alt ise manyetik alanın duvarlarda maksimum değere ulaştığını göstermektedir. Böylece, benzetilmiş elektrik ve manyetik alan sonuçları teori ile tutarlıdır. Bu sonuç bağdaştırıcının düzgün modellendiğini göstermektedir. Kritik bağdaştırmayı elde etmenin *ikinci yolu* ise bu defa CST frekans alanı çözücüsü kullanılarak, halka anteninin döndürölmesi ile elde edilir. θ_{halka} , bağdaştırma halkasının dönme açısını göstermek üzere, bağdaştırma katsayısı aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\beta_c = \frac{P_{dış}}{P_c} = \frac{|V(\theta_{halka})|^2 / 2Z_0}{P_c} = \frac{(\omega_0 \mu_0 H_0 A_{halka} \cos(\theta_{halka}))^2}{2Z_0 P_c} \quad (3.7)$$

Kritik bağdaştırma tanımından ($\beta_c = 1$) ve $P_{dış} = P_c = P_{halka}$, $Z_{halka} = Z_0 = 50\Omega$ olmak üzere bağdaştırma eşleştirme açısı aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\theta_{halka, e\check{s}} = \arccos\left(\frac{\sqrt{2Z_{halka}P_{halka}}}{A_{halka}\omega_0\mu_0H_0}\right) = \arccos\left(\frac{\sqrt{100P_c}}{A_{halka}\omega_0\mu_0H_0}\right) \quad (3.8)$$

Halka 0° ila 90° arasında döndürülerek kritik bağdaştırma hassas olarak ayarlanabilir. RFQ kovuğundaki S_{11} parametresinin dikdörtgen halka antenin dönme açısına bağlılığı Eş. 3.8 ile incelendi. Bu çözücünde daha büyük bir alana sahip halka anten ($A_{halka} = 215,34 \text{ mm}^2$) kullanıldı (Koser, 2015). S_{11} için en iyi değer 351,12 MHz frekansında $-31,05 \text{ dB}$ olarak elde edildi (Şekil 3.12). Bu, RF gücünün kovuk ile eşlendiği ve kovuktan yansımalarının en aza indirildiği anlamına gelir. Bu durumda yansıyan ve iletilen güç oranı 0,00078 olur ve 94,2 W gücün sadece %0,078'i geri yansımıştır $\{S_{11} = -RL [\text{dB}] = 10\log(P_{yans}/P_{ilet})\}$. Benzetimler 349 – 353 MHz frekans aralığında gerçekleştirildi. Yinelemeli tetrahedral çözücü ile $1e - 9$ doğruluk değeri için en uygun 4,7M tetrahedron mesh sayısı bulunmuştur. Dahası, benzetim sonuçları güç eşleşme koşulunun, halkanın kovuğa giriş uzunluğunun 18,7 mm uzunlukta ve 39° 'lik dönme açısında elde edildiğini göstermektedir.



Şekil 3.12. Halka açısına bağlı olarak RFQ'da S_{11} parametresinin değişimi

Son olarak, kritik bağdaştırmayı elde ettiğimiz iki farklı yol için sonuçlar ve tasarımdaki β_c katsayısını etkileyen geometrik parametreler sırasıyla Çizelge 3.4 ve Çizelge 3.5'de verilmiştir. Benzetimler, x parametresi arttıkça $Q_{dış}$ değerinin azaldığını göstermiştir. Bu, β_c değerinin neredeyse sabit bir Q_0 değerine sahip kovuk için artacağı anlamına gelir. Aksine, y seçeneği için durum tamamen tersidir. Özetle, halkanın geometrik parametrelerini ayarlayarak bağdaştırma katsayısını ayarlayabiliriz.

Çizelge 3.4. Kritik bağdaştırmanın elde edildiği iki farklı yol için parametre sonuçları

Parametreler	1. yol	2. yol	Yorumlar
Q_0	9530	-	CST'den elde edildi
$Q_{dış}$	9445	-	CST'den elde edildi
$f [MHz]$	351,43	351,12	Neredeyse sabit
$y [mm]$	26	26	Sabit kalmıştır
$t [mm]$	5	5	Sabit kalmıştır
$\theta [derece]$	0	39	Halka döndürülerek kritik bağdaştırma elde edildi
$x [mm]$	157	18,7	Halka derinliği arttırıldı
$A_{halka} \cong \frac{\sqrt{2Z_0P_c}}{\omega_0\mu_0H_0} [mm^2]$	167,34	215,34	Alan arttırıldı
$\beta = Q_0/Q_{dış}$	1,009 ≈ 1	≈ 1	Kritik bağdaştırma her iki yolda da elde edildi!
$P_{yans} - (P_y)[\%]$ $P_y = \left\{ \frac{(\beta_c - 1)}{(\beta_c + 1)} \right\}^2 \cdot P_{ilet}$	-	%0,078 [94,2 W] (S_{11} : -31,05 dB)	Geri dönüş kaybı (bağdaştırıcı + RFQ yapı tasarım sonucu). Kovuktan yansıyan güç en aza indirildi.
Bağdaştırma tipi	Halka	Halka	Endüktif bağdaştırma

Çizelge 3.5. Bağdaştırma katsayısını (β_c) etkileyen parametreler

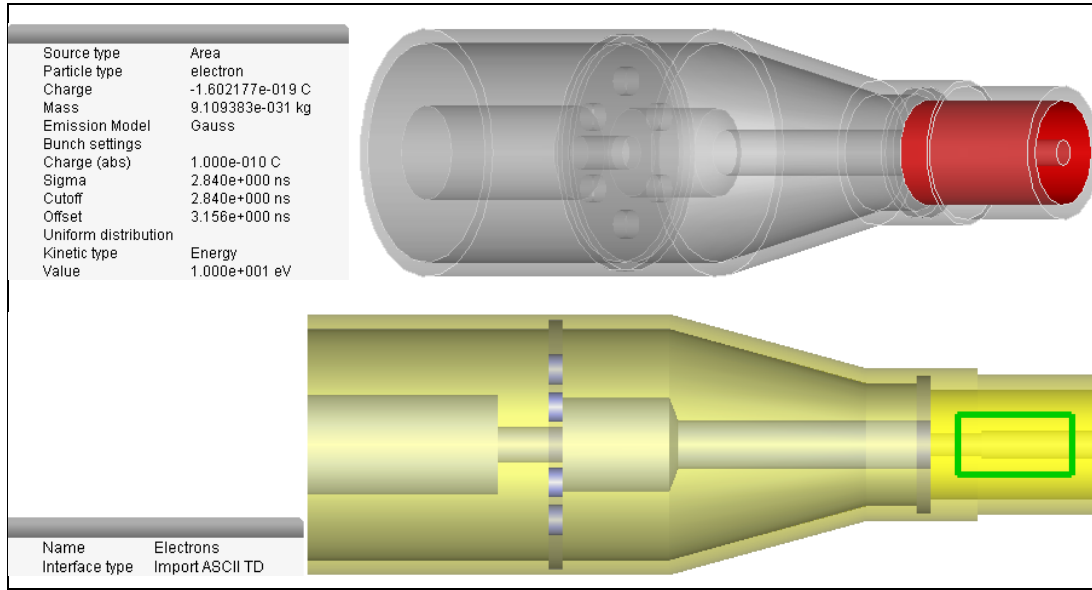
Parametreler	Kalite faktörlerinin değişimi	β_c üzerine etkisi
$x \uparrow$	$Q_{dış} \downarrow Q_0 \rightarrow$	$\beta_c \uparrow$
$y \uparrow$	$Q_{dış} \uparrow Q_0 \rightarrow$	$\beta_c \downarrow$
$t \downarrow$	$Q_{dış} \uparrow Q_0 \rightarrow$	$\beta_c \downarrow$

Artan ($\uparrow$), azalan ($\downarrow$) ya da sabit kalan ($\rightarrow$).

3.1.4. CST Particle Studio ile yapılan EÇO benzetim çalışmaları

Bağdaştırıcının vakum tarafında RF boşalmaya neden olabilecek EÇO etkisi EM benzetimler sırasında ele alınmıştır (Cicek, 2018). TAEK RFQ bağdaştırıcısı için EÇO etkisinin benzetim çalışmaları, CST PS yazılımının PIC çözücüsü kullanılarak vakum bölgesinde farklı parçacık kaynakları denenerek gerçekleştirildi. Bu parçacık kaynakları, ilk

elektronların dış iletken malzeme yüzeyinde tanımlandığı parçacık yüzey kaynağı (particle area source) (Şekil 3.13-üst, kırmızı ile gösterilen yüzey alanı) ve parçacık arayüz (particle interface) (Şekil 3.13-alt, yeşil ile gösterilen arayüz) kaynaklarıdır. Bu kaynaklar, CST PIC çözücüsü içerisinde EÇO olayını başlatmak için yapının içindeki ilk elektronları tanımlayan parçacık kaynağı olarak kullanılır.



Şekil 3.13. EÇO benzetimleri sırasında kullanılan parçacık kaynakları; Üst: Parçacık yüzey kaynağı. Alt: Parçacık arayüz kaynağı

CST PIC çözücüsü ile yapılan benzetimler sırasında EM alanlar elde edilir ve EÇO etkisine yol açabilecek güç değerleri yazılarak benzetimler gerçekleştirilir. Buna ek olarak, CST'nin farklı çözücülerinden (frekans alanı, zaman alanı ve eigenmode çözücülerini) elde edilen EM alanlar PIC çözücüsüne aktarılabilir. Bu durumda EÇO benzetimleri sırasında PIC çözücüsü alanları yerine, dıştan aktarılan EM alanlar benzetim sırasında kullanılır. EÇO benzetimleri ile bağdaştırıcı içerisinde bu etkiye neden olacak güç seviyeleri ve bu etkinin meydana gelme ihtimalinin olduğu konumlar belirlenmiştir. Bu benzetimler için göreceli olarak 2,3 olan düşük SEY değerine sahip olduğundan (Çizelge 3.2), pleksiglas RF vakum penceresi olarak tercih edilmiştir. Fakat, uzun vadede alümina kullanılması daha uygundur. Benzetim çalışmalarından önce, eşeksenli hatlarda bir ve iki-noktalı EÇO için güç seviyeleri ilk olarak basit ölçekleme yasası yardımıyla teorik olarak hesaplandı (Chao, 2002: 385). Bir-noktalı EÇO etkisinin birinci ve daha yüksek dereceleri için Eş. 2.98 kullanılarak hesaplanan güç seviyeleri 8,5 kW (1. derece), 3,9 kW (2. derece) 2,2 kW (3. derece) ve 1,35 kW (4. derece) arasında değişir. Bağdaştırıcının vakum kısmında iki farklı bölgede (pencereye yakın,

kovuğa uzak (I durumu) ve pencereden uzak, kovuğa yakın (II durumu)) iki-noktalı EÇO etkisinin farklı dereceleri (n) için öncelikle Eş. 2.155 veya 2.156'dan biri kullanılarak gerilim üst limit değerleri hesaplanmıştır. Daha sonra Eş. 2.154'de φ_0 açısı 0° ila 180° arasında değiştirilerek gerilim alt limit değerleri hesaplanmıştır.

Çizelge 3.6. 352,21 MHz RF bağdaştırıcıda küçük aralık değeri ($d1 = 14,6 \text{ mm}$) için iki-noktalı EÇO'nun ilk 8 derecesinin hesaplama sonuçları (I durumu)

Derece (n)	Üst limit gerilimi (kV)	Alt limit gerilimi (kV)	Çarpma enerjisi (eV)	E_0 üst limit (V/m)	E_0 alt limit (V/m)	P_0 üst limit (kW)	P_0 alt limit (kW)
1	1,7397	1,4475	1201,0	$1,24E + 5$	$1,05E + 5$	4,052	2,883
2	0,5799	0,5673	133,0	$4,14E + 4$	$4,05E + 4$	0,450	0,431
3	0,3479	0,3451	48,0	$2,48E + 4$	$2,47E + 4$	0,162	0,160
4	0,2485	0,2475	24,5	$1,78E + 4$	$1,77E + 4$	0,083	0,082
5	0,1933	0,1928	14,8	$1,38E + 4$	$1,38E + 4$	0,050	0,050
6	0,1582	0,1579	9,9	$1,13E + 4$	$1,13E + 4$	0,034	0,033
7	0,1338	0,1337	7,1	$9,56E + 3$	$9,547E+3$	0,024	0,0239
8	0,1116	0,1159	5,3	$8,28E + 3$	$8,277E+3$	0,018	0,018

Eş. 2.157 yardımıyla da elektronların ortalama çarpma enerjileri hesaplanmıştır. Son olarak, Eş. 2.164 ile ortalama giriş RF gücünün üst limit değerleri (P_0) hesaplanmış ve kaydedilmiştir (Çizelge 3.6 ve Çizelge 3.7). Ya da 2.5.5 bölümü eşeksenli hatlarda EÇO: Duran-dalga kısmında bahsedildiği üzere gücün üst ve alt limitleri gerilimin üst ve alt limitlerinde yerine konularak $P_0 = V_n^2/Z_0$ eşitliğinden hesaplanabilir. Böylece, son yapılan hesaplamalar ile iki-noktalı EÇO etkisinin 1. derecesi için güç değerlerinin üst limitleri sırasıyla yaklaşık olarak 4,05 kW (I durumu), 5,28 kW (II durumu) ve alt limitler ise sırasıyla yaklaşık 2,88 kW (I durumu), 3,75 kW (II durumu) olarak bulunmuştur. İki-noktalı EÇO etkisinin 2. derecesi için güç değerlerinin üst limitleri sırasıyla yaklaşık 0,45 kW (I durumu), 0,59 kW (II durumu) ve alt limitler ise sırasıyla yaklaşık 0,43 kW (I durumu), 0,56 kW (II durumu) olarak bulunmuştur. İki-noktalı EÇO etkisinin I durumunda 1. ve 2. derecesi için elektronların çarpma enerjileri ise sırasıyla 1201 eV ve 133 eV olarak hesaplanmıştır. İki-noktalı EÇO etkisinin II durumunda 1. ve 2. derecesi için elektronların çarpma enerjileri ise sırasıyla 1104 eV ve 122 eV olarak hesaplanmıştır. EÇO ihtimali yüksek olan bu seviyeler, Çizelge 3.6'da ve Çizelge 3.7'de italik ve altı çizili olarak vurgulanmıştır. Bu seviyeler için elektronlar, bakır veya alüminyumda $\langle \text{SEY} \rangle$ 'in 1'den büyük olmasına karşılık gelen 100 – 1500 eV enerji aralığındadır.

Çizelge 3.7. 352,21 MHz RF bağdaştırıcıda küçük aralık değeri ($d1 = 14 \text{ mm}$) için iki-noktalı EÇO'nun ilk 8 derecesinin hesaplama sonuçları (II durumu)

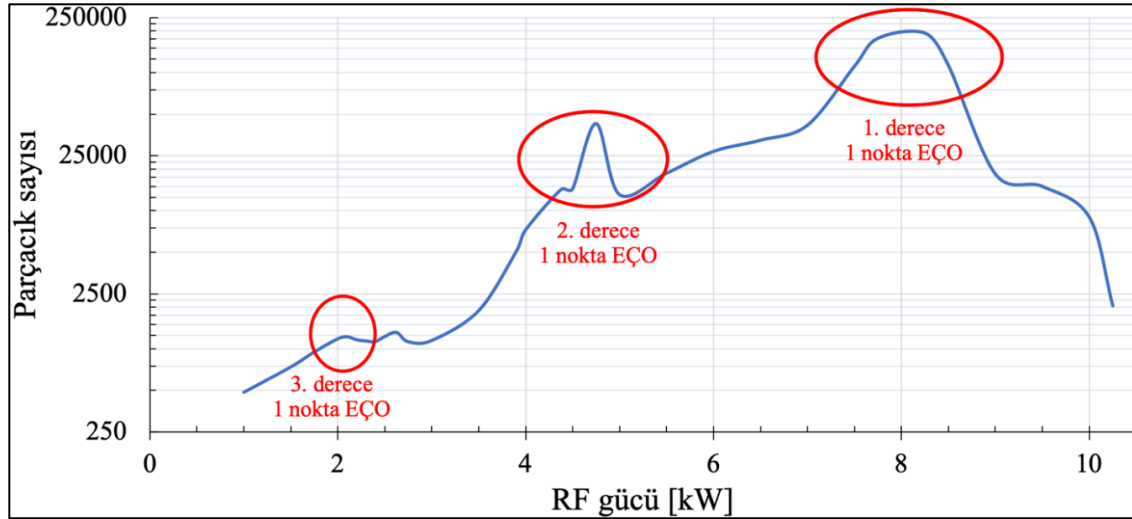
Derece (n)	Üst limit gerilimi (kV)	Alt limit gerilimi (kV)	Çarpma enerjisi (eV)	E_0 üst limit (V/m)	E_0 alt limit (V/m)	P_0 üst limit (kW)	P_0 alt limit (kW)
1	1,8920	1,5960	1104,0	1,296E+5	1,093E+5	5,2776	3,7556
2	0,6307	0,6169	122,0	4,320E+4	4,226E+4	0,5864	0,5612
3	0,3784	0,3754	44,0	2,592E+4	2,571E+4	0,2111	0,2077
4	0,2703	0,2692	22,5	1,851E+4	1,844E+4	0,1077	0,1068
5	0,2102	0,2097	13,6	1,440E+4	1,436E+4	0,0652	0,0648
6	0,1720	0,1717	9,1	1,178E+4	1,176E+4	0,0436	0,0435
7	0,1455	0,1454	6,5	9,956E+3	9,547E+3	0,0312	0,0312
8	1,1261	0,1260	4,9	8,639E+3	8,631E+3	0,0235	0,0234

Teorik hesaplamalar sonucunda, 4. dereceden sonra her bir derece için gerilim, Elektrik alan ve gücün alt ve üst limit değerleri çok yakın değerlere ulaşmaktadır. Bu demektir ki bir EÇO derecesinde her bir nicelik için bir aralık yerine tek bir tepe değeri olacaktır. Bu nedenle benzetimlerin 4. dereceye kadar yapılması yeterli olacaktır.

Model hazırlığı: Bir-noktalı EÇO benzetimlerinde bağdaştırıcı modeli için dış iletken malzemesi bakır, iç iletken ise PEC (Perfect Electric Conductor, Mükemmel Elektrik İletken) olarak belirlenir. Bunun nedeni bir-noktalı EÇO olayında elektronların dış iletkenin iç yüzeyinden yayıldığı varsayılarak, bu dış yüzeye PIC çözücüsünde ikincil elektron emisyon özelliklerinin atanmasıdır. İç iletken yüzeyinden ikincil elektron emisyon salınımı olmayacaktır. Bakır malzemesine ikincil emisyon özelliği atanması süreci; *Navigation Tree* → *Materials*, (bakır (*SEE-copper (Furman)*)) malzemesine sağ tıkla → *Properties* → *Particles* → *Property: Secondary Emission* → *Apply* → *OK*. Metalik duvarlı bir model oluşturmanın yanı sıra, yapıda RF vakum penceresi ile kovuk arasında kalacak bölgenin vakumla doldurulması ve arka planın PEC olarak atanması önerilir (Romanov, 2008). Bu, yapı dışındaki farklı kiplerin benzetimini ortadan kaldırır. Ayrıca parçacık yüzey kaynağı kullanılan benzetimlerde başlangıç parçacık sayısı 10 ve elektronların ilk kinetik enerji değeri 10 eV olarak alınmıştır. Parçacık yüzey kaynağı PIC çözücüsünde *Navigation Tree* → *Particle source* → *New Particle Area Source* → *PIC emission model: Gauss* → *Edit (Genel ve kinetik özellikleri gir)* → *OK* adımları sonucunda atanır. Parçacık arayüz kaynağı ise *Home* → *Macros* → *Solver* → *Sources* → *Create Maxwellian Particles* → *kinetik enerji, başlangıç parçacık sayısı (number of macro particles) + boundary settings: parçacık*

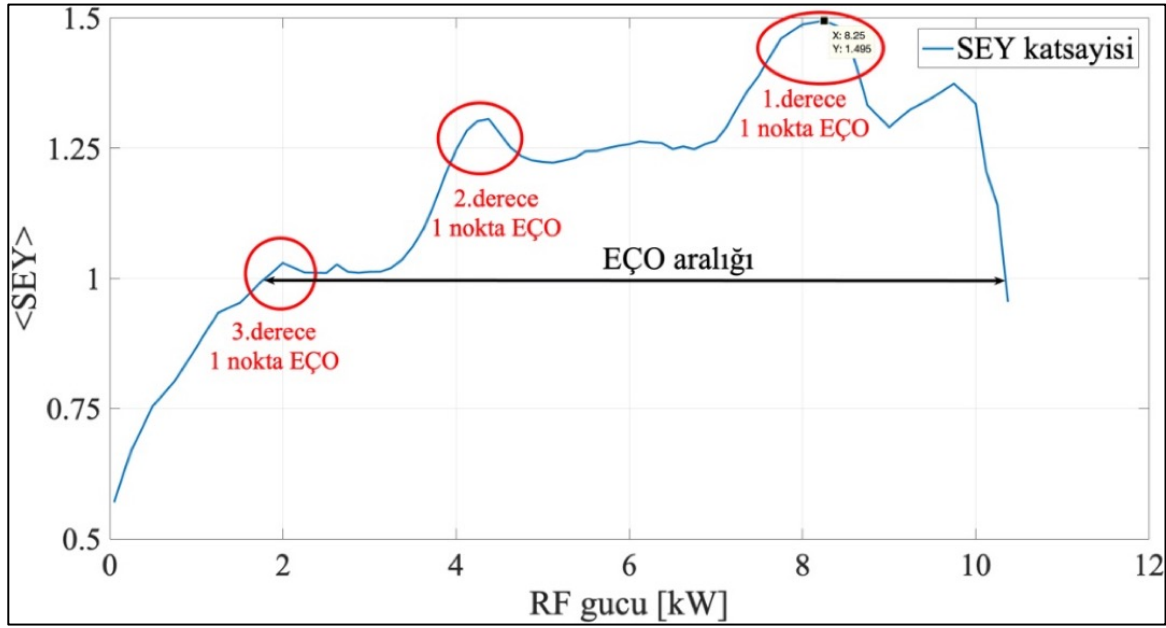
geometrisi tanımlanır) → OK adımları sonucunda atanır. Benzetimlerimizde kinetik enerji 2 eV ve başlangıç parçacık sayısı 1000 olan parçacık arayüz kaynağı kullanılmıştır. Benzetimlerde güç değeri girilirken PIC çözücüsünün özelliğinden dolayı, güç genliği için $\sqrt{2 \times P_0}$ olarak yazılmasına dikkat edilmelidir. Güç uyarma kapısının belirlenmesi ve böylece güç değerinin girilmesi, *Setup Solver* → *Excitation List* → *Excitation: Port1 (seç)* → *Amplitude: $\sqrt{2 \times P_0}$* → *PIC emission model: Gauss* → *Edit (Genel ve kinetik özellikleri gir)* → OK adımları sonucunda atanır. Ayrıca bu adımda benzetim süresi de girilir. Yapıyı uyarma sinyali ise *Navigation Tree* → *Excitation Signals* → *New Excitation Signal* → *Signal type: Sine step* + *Signal settings (parametreler girilir)* adımları sonucunda atanır.

Benzetim sonuçları: Teorik hesaplamalar sonrasında bağdaştırıcı yapısının vakum bölgesinde iki farklı parçacık kaynağı kullanılarak farklı güç değerleri için EÇO benzetimleri gerçekleştirilmiş ve sonuçları elde edilmiştir. Şekil 3.14 parçacık arayüz kaynağı kullanılarak gerçekleştirilen benzetimler sonucu bir-noktalı EÇO etkisi için RF güç değerlerine karşı bağdaştırıcı yapısı vakum bölgesinde parçacık sayısını (toplam elektron sayısı → başlangıç + ikincil elektron sayısı) göstermektedir.



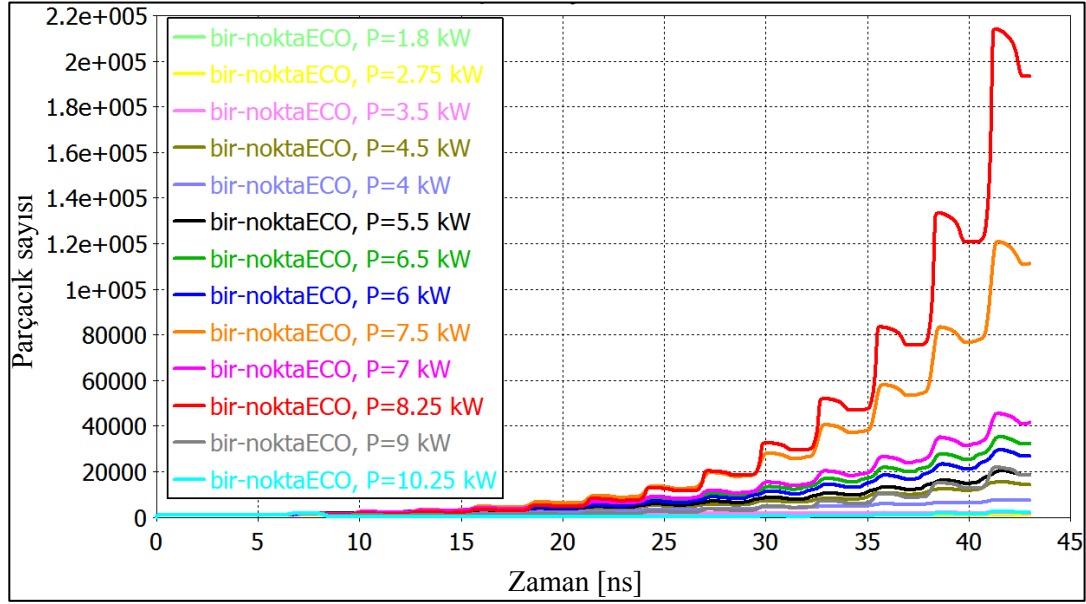
Şekil 3.14. Bir-noktalı EÇO için RF gücüne karşı parçacık (elektron) sayısı

Şekil 3.14'de ki tepeler bir-noktalı EÇO etkisinin farklı derecelerinin güç bariyerlerini göstermektedir (parçacık sayısı eğrisi). Bu tepe değerleri teorik değerlerle uyumludur. Şekil 3.15 ise parçacık arayüz kaynağı kullanılarak yapılan benzetimler sonucu bir-noktalı EÇO etkisi için RF güç değerlerine karşı integral veya ortalama <SEY> grafiğini göstermektedir.



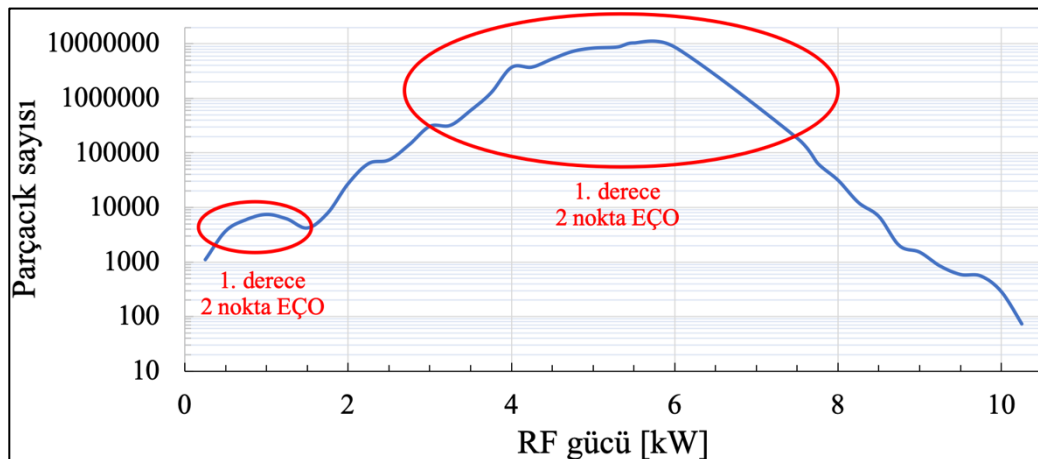
Şekil 3.15. RF gücüne karşı <SEY> eğrisi

Eğri, 0,05 ile 10,5 kW arasındaki RF güç değerlerinin parametrik taranması sonucu 64 veri noktası ile elde edilmiştir. Parçacık yüzey kaynağı kullanılan bu benzetimlerde başlangıç parçacık sayısı 10 ve elektronların ilk kinetik enerji değeri 10 eV olarak alınmıştır. Aynı şekilde bir-noktalı EÇO'nun farklı dereceleri için tepe bölgeleri Şekil 3.14 eğrisi ile benzerdir (SEY değeri ile parçacık sayısı orantılıdır). <SEY> katsayısı, CST PIC çözücüsünün 1-Boyutlu sonuçlarında bulunan çarpışma ve emisyon akımları bilgisinden ($\langle SEY \rangle = I_{emisyon} / I_{\text{çarpışma}}$) her bir güç değeri için ayrı ayrı hesaplanmıştır (Berutti, 2014). Emisyon ve çarpışmanın olduğu her bir bileşen için bu akımlara PIC çözücüsünde *Navigation Tree* → *ID Results* → *Emission Information* + *Collision Information* adımları sonucunda ulaşılabilir. Ya da bu akımlara PIC çözücüsünün *Post Processing* → *Results Templates* → *General ID* → *0D or 1D Result from 1D result (Rescale, Derivation, etc)* adımları sonucunda ulaşılabilir. Emisyon ve çarpışmanın olduğu her bir bileşen için akımların genliği dB cinsinden gerçel veya sanal kısımlarının ortalama değeri, türevi vs. bulunabilir. Şekil 3.15, bağdaştırıcıda EÇO etkisine neden olabilecek kritik güç seviyeleri hakkında bir tahmin vermektedir ve bu eğriden <SEY> değerinin 1'den küçük olduğu 1,8 kW altındaki ve 10,25 kW üzerindeki güç değerleri için bir elektron çoğalması, yani EÇO etkisi gözlenmez. Yapılan benzetimlerde bağdaştırıcı içerisinde 15 RF periyodundan sonra, parçacık arayüz kaynağı kullanılarak bir-noktalı EÇO etkisine neden olan farklı güç değerleri için (bir-noktalı EÇO'nun tüm derecelerini içeren) zamana bağlı olarak parçacık sayıları da elde edilmiştir (Şekil 3.16).



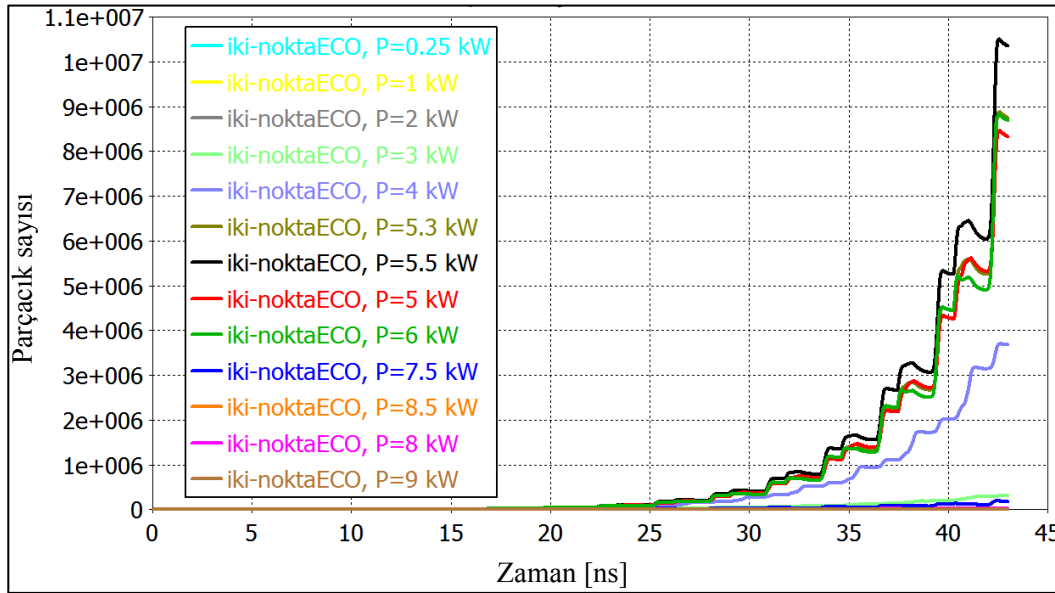
Şekil 3.16. Bir-noktalı EÇO'da farklı güç değerleri için zamana karşı parçacık büyümesi

Şekil 3.15'deki en yüksek SEY değerlerinin elde edildiği tepe, yani en fazla parçacık sayısının gözlemlendiği durum, 1. derece bir-noktalı EÇO bariyerine karşılık gelen 8,25 kW güç değerinde gözlenmiştir ve teorik değer (8,5 kW) ile $\sim\%2,95$ fark vardır. Benzetimlerde parçacık arayüz kaynağı kullanılarak bir-noktalı EÇO etkisinin gözlemlendiği 1,8 ve 10,25 kW RF güç değerleri arasında bazı güç değerleri için 15 RF periyodu sonrasında parçacık sayıları Şekil 3.16'da görülmektedir. Bir-noktalı EÇO benzetim sonuçlarından, parçacıkların üstel büyümesi, EÇO etkisinin meydana geldiği anlamına gelen çıkış etkisini gösterir ve her RF yarı periyodunda elektron sayısı arttığı için $\langle\text{SEY}\rangle$ değeri de 1'den büyüktür (Şekil 3.15). Şekil 3.17 ise yine parçacık arayüz kaynağı kullanılarak gerçekleştirilen benzetimler sonucu iki-noktalı EÇO etkisi için RF güç değerlerine karşı parçacık sayısını göstermektedir.

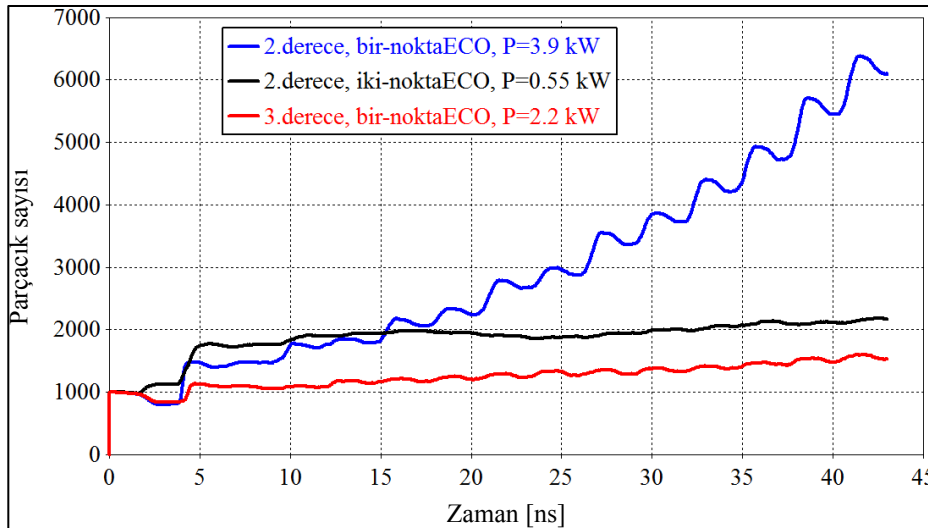


Şekil 3.17. İki-noktalı EÇO için RF gücüne karşı parçacık sayısı

Şekil 3.17'deki eğri, 0,25 kW ile 10,25 kW arasındaki RF güç değerlerinin parametrik taranması sonucu elde edilmiştir. En yüksek tepe iki-noktalı EÇO'nun 1.derecesini göstermektedir ve geniş bir RF güç aralığını kapsar. Diğer tepe ise iki-noktalı EÇO'nun 2.derecesini göstermektedir ve dar bir RF güç aralığını kapsamaktadır. Güçlü EÇO etkisi 1.derece en yüksek parçacık sayısının elde edildiği güç değerlerinde gözlenir. Benzetimlerde parçacık arayüz kaynağı kullanılarak 15 RF periyodundan sonra iki-noktalı EÇO etkisine neden olan farklı güç değerleri için parçacık sayıları da elde edilmiştir (Şekil 3.18). Şekil 3.18'de en yüksek parçacık sayısı 5 kW güç civarında gözlenmiştir ve bu teorik değerler ile uyumludur. İki-noktalı EÇO etkisinin gözleneceği güç değerleri 0,25 ile 9 kW arasındadır.

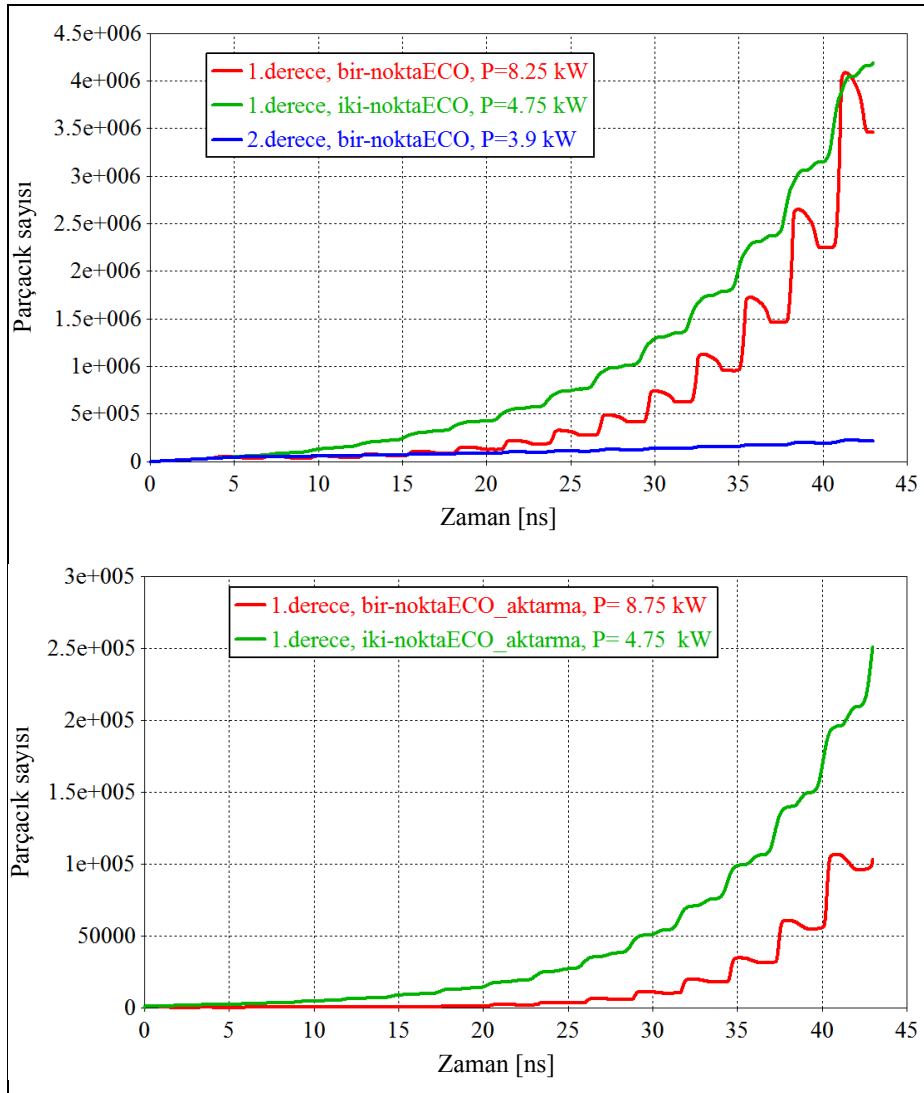


Şekil 3.18. İki-noktalı EÇO'da farklı güç değerleri için zamana karşı parçacık sayısı artışı



Şekil 3.19. Bir ve iki-noktalı EÇO için farklı güç değerlerinde zamana karşı parçacık sayısı

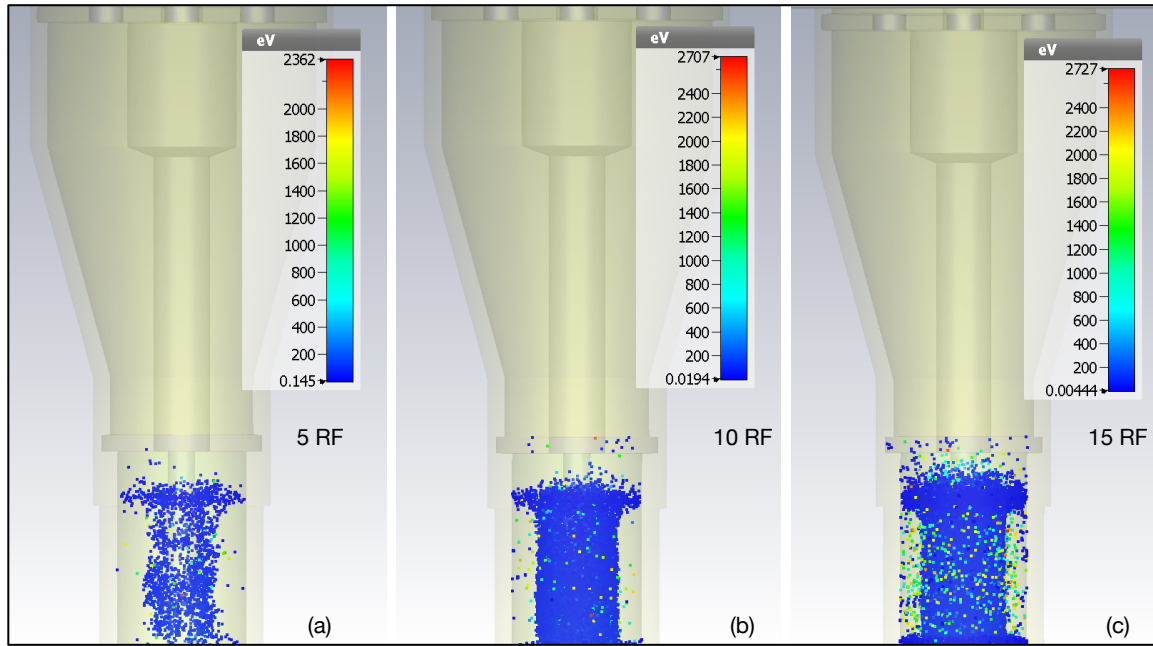
Ek olarak, bir-noktalı EÇO üst dereceleri (iki ve üçüncü dereceler) ile iki-noktalı EÇO ikinci derece benzetimleri 15 RF periyodu süresi ile teorik olarak hesaplanan sırasıyla 3,9 kW, 2,2 kW ve 0,55 kW güç değerleri için de gerçekleştirildi (Şekil 3.19). Benzetimlerde parçacık kaynağı olarak parçacık arayüzü kaynağı kullanılmıştır. Parçacık sayısındaki düşüş, derecenin yükselmesi ile EÇO etkisinin giderek zayıfladığını göstermektedir. Ayrıca, parçacık yüzey kaynağı ile de benzetimi yapılan bir ve iki-noktalı EÇO etkisinin ilk dereceleri ile bir-noktalı 2. derece EÇO sonuçları Şekil 3.20-üst’de görülmektedir.



Şekil 3.20. Zamana karşı parçacık sayısı; Üst: Bir ve iki-noktalı EÇO etkisinin ilk dereceleri ile bir-noktalı 2. derece EÇO için parçacık sayısı. Alt: Parçacık arayüz kaynağına sahip ve EM alanların aktarıldığı bir ve iki-noktalı EÇO ilk dereceleri için parçacık sayısı

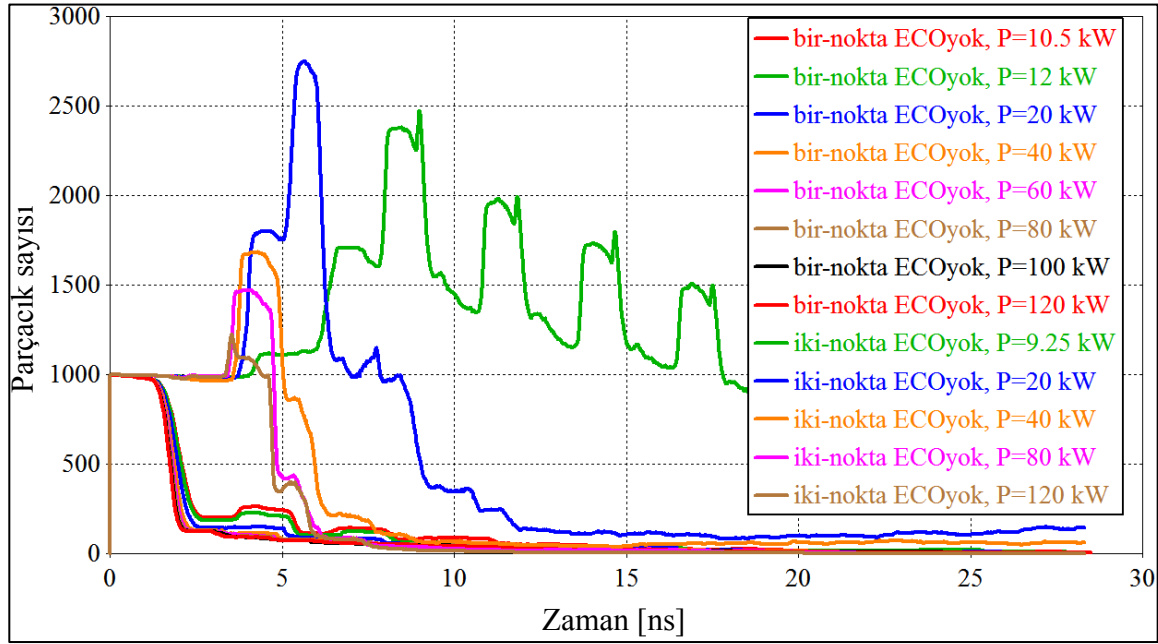
İki-noktalı EÇO etkisinin ilk iki derecesinin benzetimleri hem parçacık arayüz hem de parçacık yüzey alanı kaynağı durumları için EÇO etkisinin elektronların ortalama etki

enerjilerinin 100 – 1500 eV aralığında (Chao, 2002: 385) meydana geldiği ve literatürle uyumu olduğu görülmüştür. Parçacık yüzey alanı kaynağında, parçacıkların sayısı genel olarak parçacık arayüz kaynağı durumundan daha fazladır. Dahası, parçacık arayüz kaynağına sahip ve CST MWS frekans alanı çözücüsünden PIC çözücüsüne aktarılan EM alanları ile elde edilen yine bir ve iki-noktalı EÇO ilk dereceleri için sonuçlar Şekil 3.20-alt'da gösterilmektedir. Bir-noktalı EÇO etkisinin 1. derecesi için maksimum parçacık sayısı 8,25 kW güç değerinde elde edilmiştir. Teorik değer (8,5 kW) ile $\sim\%2,86$ fark vardır ve bu fark kabul edilebilir sınırlar içerisindedir. EM alanların frekans alanı çözücüsünden PIC çözücüsüne aktarıldığı durumda kaynak olarak parçacık arayüzü kullanılmasına rağmen, parçacık sayısında artış gözlenmiştir. Ayrıca bir-noktalı EÇO etkisinin birinci derecesi için, 8,25 kW güç değeri için sırasıyla 5,10 ve 15 RF periyodu sonrası EÇO etkisinin gözlemlendiği bağdaştırıcının vakum alanı bölgesinde parçacık dağılımı Şekil 3.21'de gösterilmiştir.



Şekil 3.21. (a) 5 RF, (b) 10 RF ve (c)15 RF periyotları için parçacık dağılımı

Bağdaştırıcının kovuğa yakın vakum bölgesinde RF periyot sayısı arttıkça, parçacık sayısında ve enerjisinde artış gözlenmiştir. Benzetimler TAEK RFQ ana hedeflerinden biri olan 120 kW RF tepe güç seviyesine kadar gerçekleştirmiştir. Şekil 3.13'de görüldüğü gibi, $\langle\text{SEY}\rangle$ değerleri güçlü EÇO etkisi olmadığı anlamına gelen 1 değerine yakındır. Bir-noktalı EÇO etkisinin yüksek dereceleri için SEY değerleri <1 olma eğilimindedir. Kısacası, güçlü EÇO, elektronların düşük darbe enerjisinden (~ 120 eV) dolayı bir-noktalı EÇO'nun yüksek dereceleri ve iki-noktalı EÇO'nun ikinci derecesi için gözlenmez.

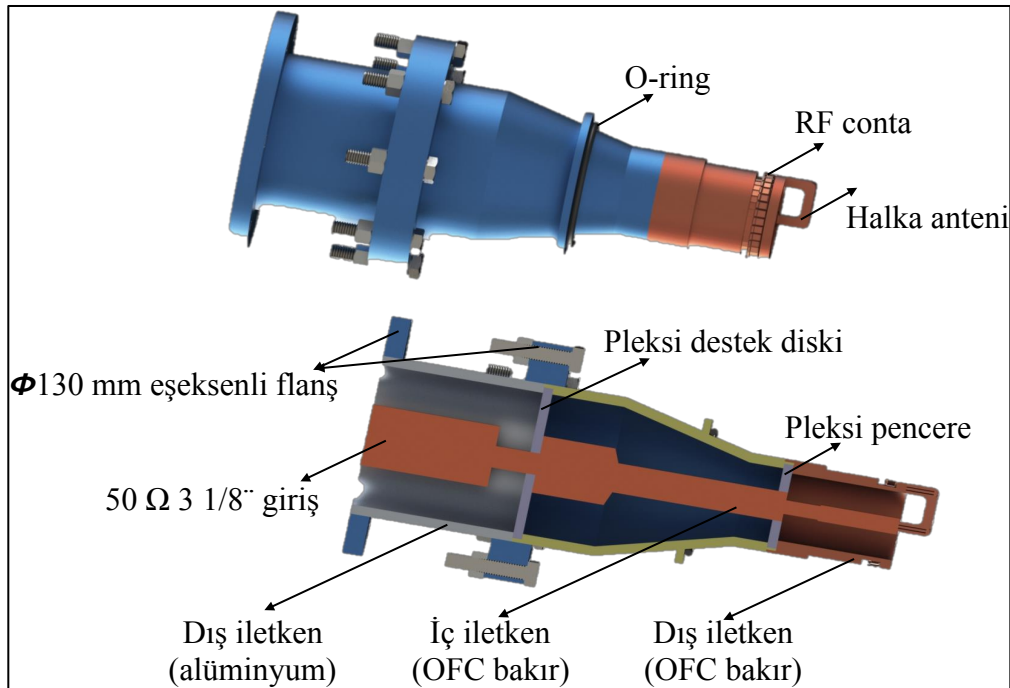


Şekil 3.22. Zamana bağlı bir ve iki-noktalı EÇO için parçacık sayısı

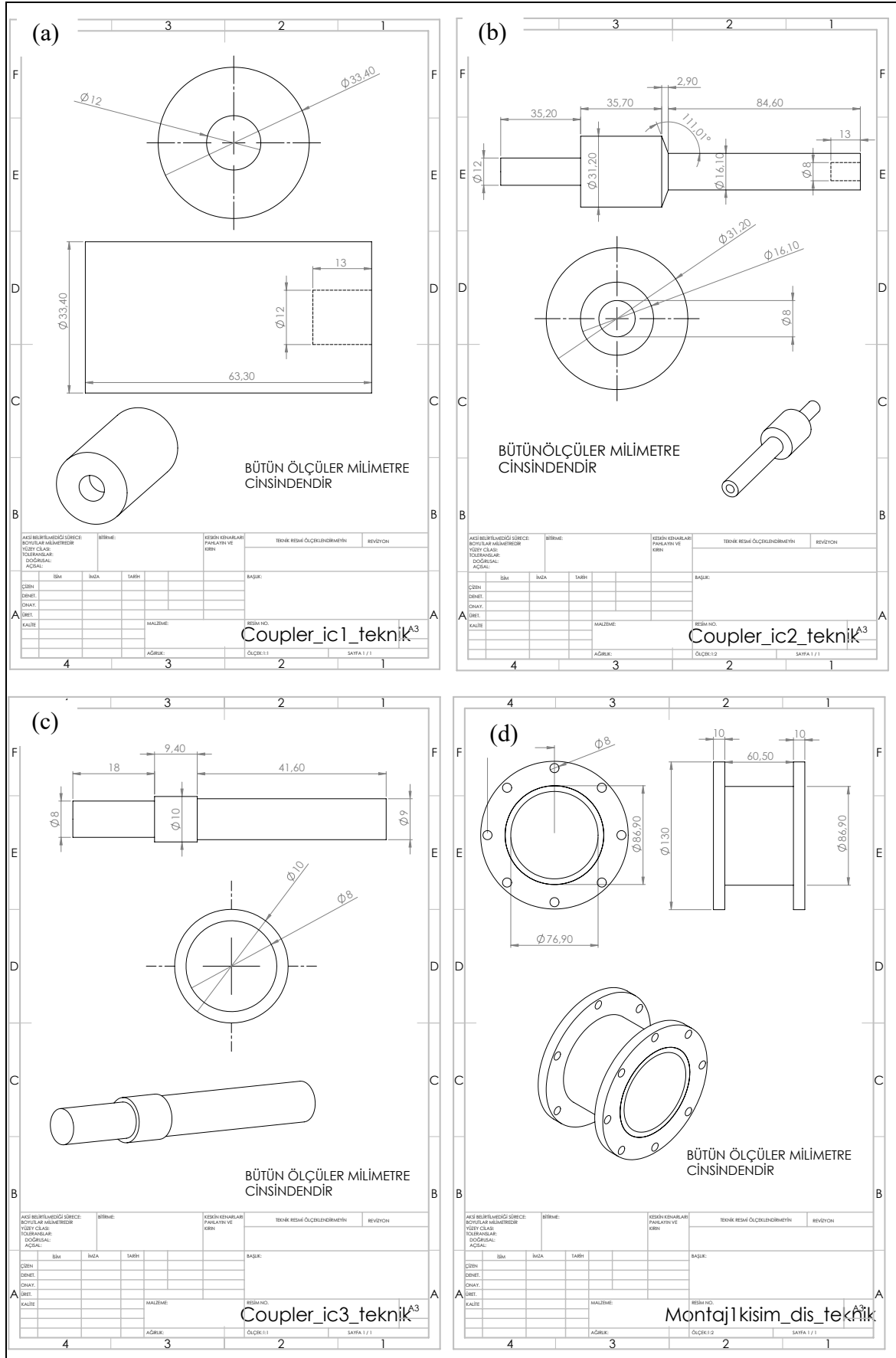
TAEK RFQ hızlandırıcı kovuğu için gereken RF tepe gücü 120 kW olduğundan, bir ve iki-noktalı EÇO etkisi benzetimleri 10 kW ile 120 kW güç seviyeleri arasında da gerçekleştirilmiştir (Şekil 3.22). Yaklaşık 10 RF periyodu için gerçekleştirilen bu benzetimlerden elde edilen sonuçlardan, belirtilen güçler için parçacık sayısındaki üstel düşüş EÇO etkisinin oluşmayacağını göstermiştir. Bağdaştırıcı yapısı için PIC çözücüsü ile gerçekleştirilen bütün benzetimlerde Hexahedral mesh yapısı kullanılmıştır ve benzetimler ortalama $\sim 1,2$ M hexahedral mesh sayısı ile gerçekleştirilmiştir. Ayrıca benzetimlerde uzay yükü göz ardı edilmiştir. Son olarak, EÇO etkisinden kaçınmak için Chao (2002)'e göre uygun empedansa sahip geometride iletkenlerde keskin geçişlerden kaçınarak olası en kısa konik uzunluk benzetimler dikkate alınmalıdır. Ayrıca, bir eşeksenli hattın dış çapının arttırılması, özellikle EÇO güç seviyelerini daha yüksek seviyelere kaydırır. Dahası, SEY katsayısını azaltmak için iletken yüzeyler üzerinde RF koşullandırma (conditioning) uygulanabilir. Ek olarak, EÇO olayı pencere yüzeyinde de meydana gelebilir ve güç geri yansımaları açısından tehlikeli olabilir. Çünkü yalıtkan malzeme alanının küçük yüzeyleri üzerinde büyük miktarda güç birikebilir ve bu da potansiyel hatalara neden olabilir. Düşük SEY katsayılı malzemeler ile doğru bir geometri ve vakum penceresi üzerinde Titanyum Nitrür (TiN) ya da sadece Titanyum (Ti) (SEY değeri TiN'e göre görece daha fazla fakat kabul edilebilir) kaplama seçimleri EÇO etkisini hafifletebilir. (Möller, 2011). Ayrıca Ti kaplamanın ülkemizde kolayca ulaşılabilir olması (Gazi Üniversitesi FOTONİK Uygulama ve Araştırma Merkezi) bu kaplamanın tercih edilmesinde önemli rol oynamıştır.

4. ÜRETİM HUSUSLARI

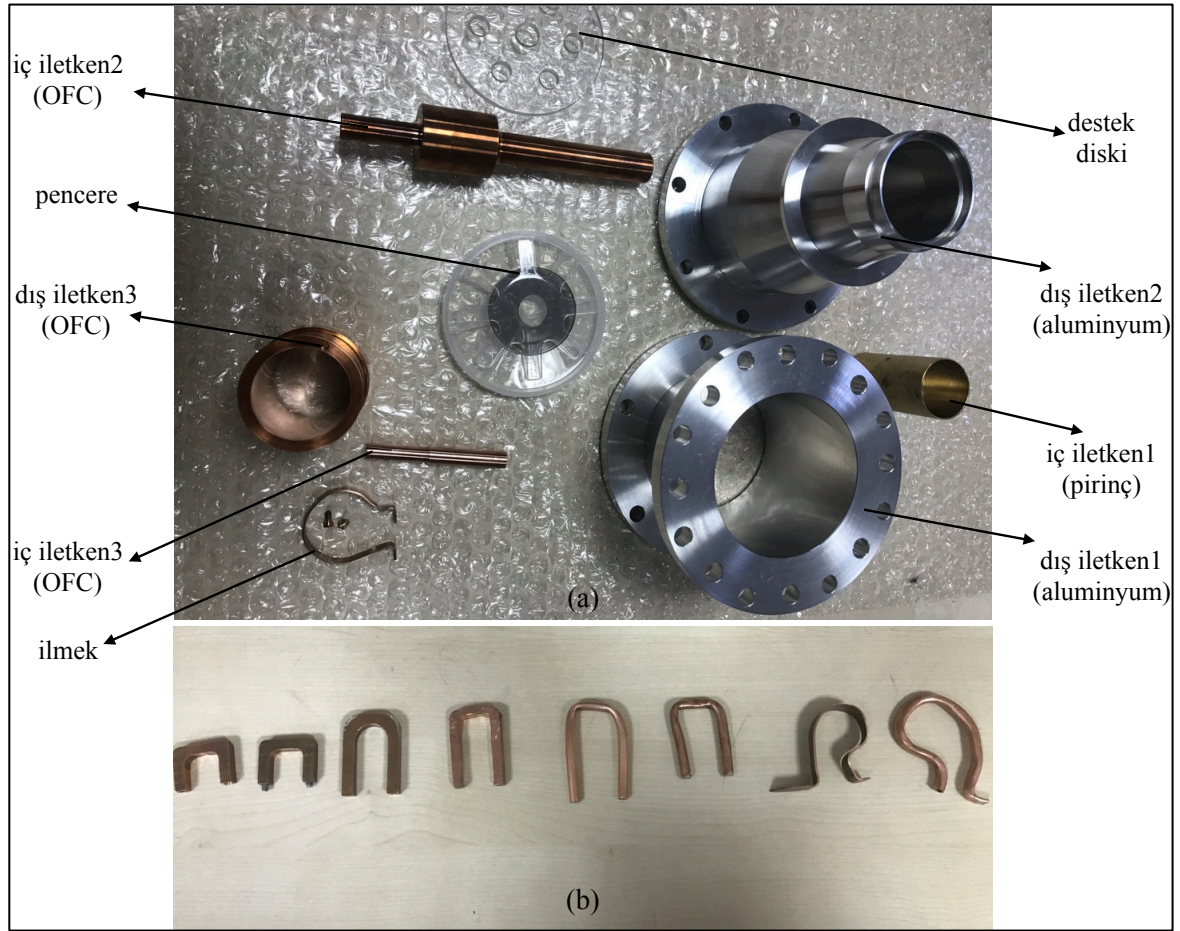
50 Ω 'luk bağdaştırıcının enine kesit görünümü ile mekanik tasarımı Şekil 4.1'de gösterilmektedir. Bu RF bağdaştırıcının tüm bileşenleri, tasarım modelinin daha önce belirtilen geometrik parametrelerinin en az 100 mikrometre hassasiyet ile üretim yapılabilen (en iyileştirme çalışmalarına uygun olarak), Ankara OSTİM imalatçıları tarafından yerel olarak üretilmiştir. Üretilen bağdaştırıcının tüm iç ve dış iletkenlerinden oluşan ayrı ayrı parçalarının (ic1 → iç iletken 1. parça, ic2 → iç iletken 2. parça, ic3 → iç iletken 3. parça, Montaj1kisim_dis → dış iletken 1. parça, Montaj2kisim_dis → dış iletken 2. parça, dis3 → dış iletken 3. parça) Solidworks 3-boyutlu yazılımı ile oluşturulan teknik çizimleri Şekil 4.2'de verilmiştir (Solidworks, 2016). Şekil 4.2 bağdaştırıcının; (a) iç iletkenin başlangıç kısmının ilk parçasının, (b) orta parçasının, (c) son parçasının ve (d) dış iletkenin başlangıç kısmının ilk parçasının, (e) orta parçasının, (f) son parçasının teknik çizimlerini göstermektedir. Bağdaştırıcının çıkış bölümünün iç ve dış iletkenleri ile orta bölümün iç iletkeni, oksijensiz bakırdan (Oxygen Free Copper – OFC) işlenmiştir. Giriş ve konik bölümler, 6061 alüminyum alaşımından üretilmiştir. Bağdaştırma halkası, Nİ bakırdan yapılmış ayrı bir bileşendir. İyi bir elektrik teması sağlamak için iletkenler ve halka arasına gümüş macun uygulanmıştır. Nİ bakırdan yapılmış parmak tipli şerit RF conta bağdaştırıcının çıkış bölümüne monte edilmiştir.



Şekil 4.1. Enine kesit görünümü ile bağdaştırıcının 3B CAD tasarımı



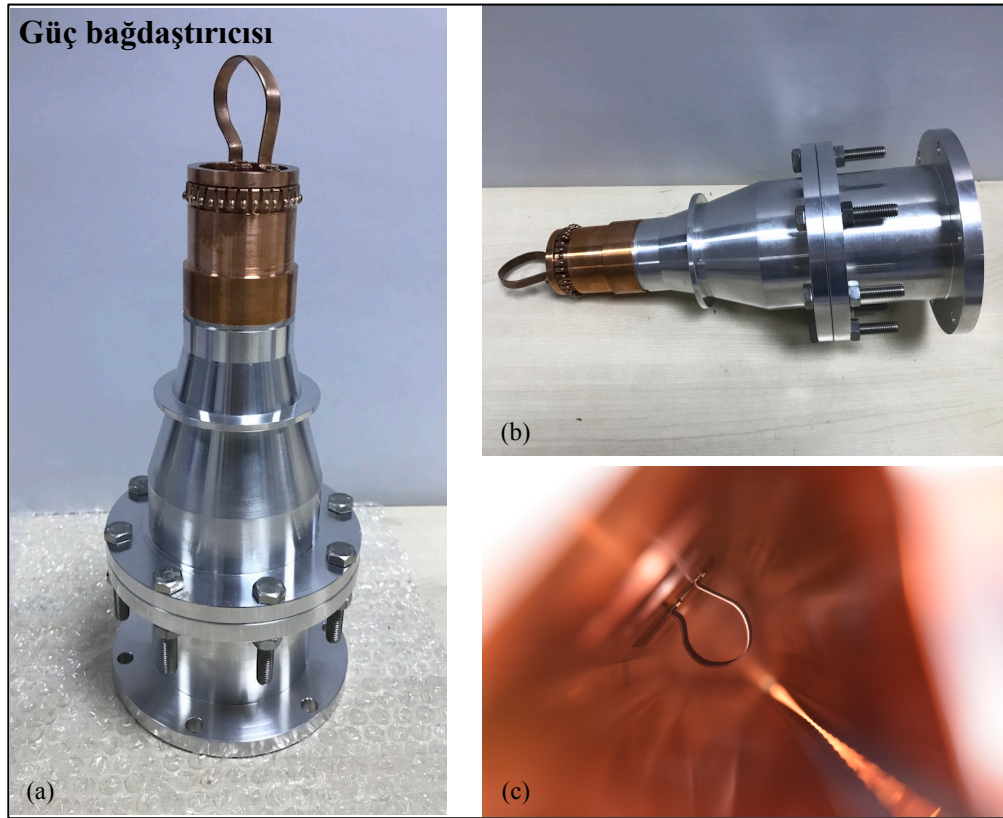
Şekil 4.2. Güç bağdaştırıcısının parçalarının tüm teknik çizimleri



Şekil 4.3. (a) Üretilen yeni RF güç bağdaştırıcı prototipi elemanları. (b) Güç bağdaştırma için kullanılan halkaların tarihsel gelişimi

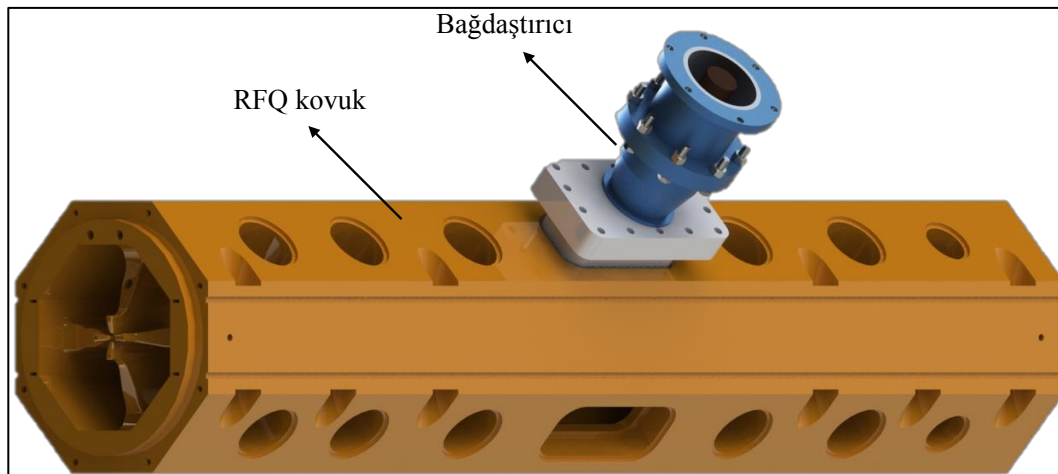
"Geri dönüş ve geçiş kaybı" gibi TAEK RFQ'nun işletimsel ve tasarım gereksinimlerini karşılayabildiğinden ve düşük bir SEY değerine ($\sim 2,3$) sahip olmasının yanı sıra düşük maliyetle yerel kaynaklarla kolayca üretilebildiğinden yalıtkan malzemeler (RF pencere ve destek diski) Polymethyl Methacrylate (PMMA)'den üretilen pleksiglas malzemesinden yapılmıştır.

RF vakum penceresi (Pencere2), RF püskürtme yöntemi kullanılarak TiN'in değerine yakın bir SEY değerine sahip olan ($\sim 1,96$ en büyük SEY elektronların enerjisinin ~ 220 eV değerinde görülür) 10 nm'lik bir kalınlığa sahip Titanyum (Ti) ile Gazi Üniversitesi Fotonik Laboratuvarında kaplanmıştır (Baglin, 2000).



Şekil 4.4. (a) ve (b) Birleştirilen RF güç bağdaştırıcısı prototipi. (c) Halkanın RFQ içerisinde görünümü

Helyum sızıntı detektörü kullanılarak, bağdaştırıcı – RFQ sistemi üzerinde vakum sızıntısı testi gerçekleştirilmiştir. Özel boyutlu bir O-ring, bağdaştırıcının dış iletkeni ile RFQ üzerindeki flanş arasında vakum contası olarak kullanılmıştır. Böylece mekanik ve turbo pompa kombinasyonu sonucunda RFQ kovuğunda 2×10^{-7} mb'lik bir vakum seviyesi elde edilmiştir. Bağdaştırıcı RFQ'ya başarıyla monte edilmiştir (Şekil 4.5).

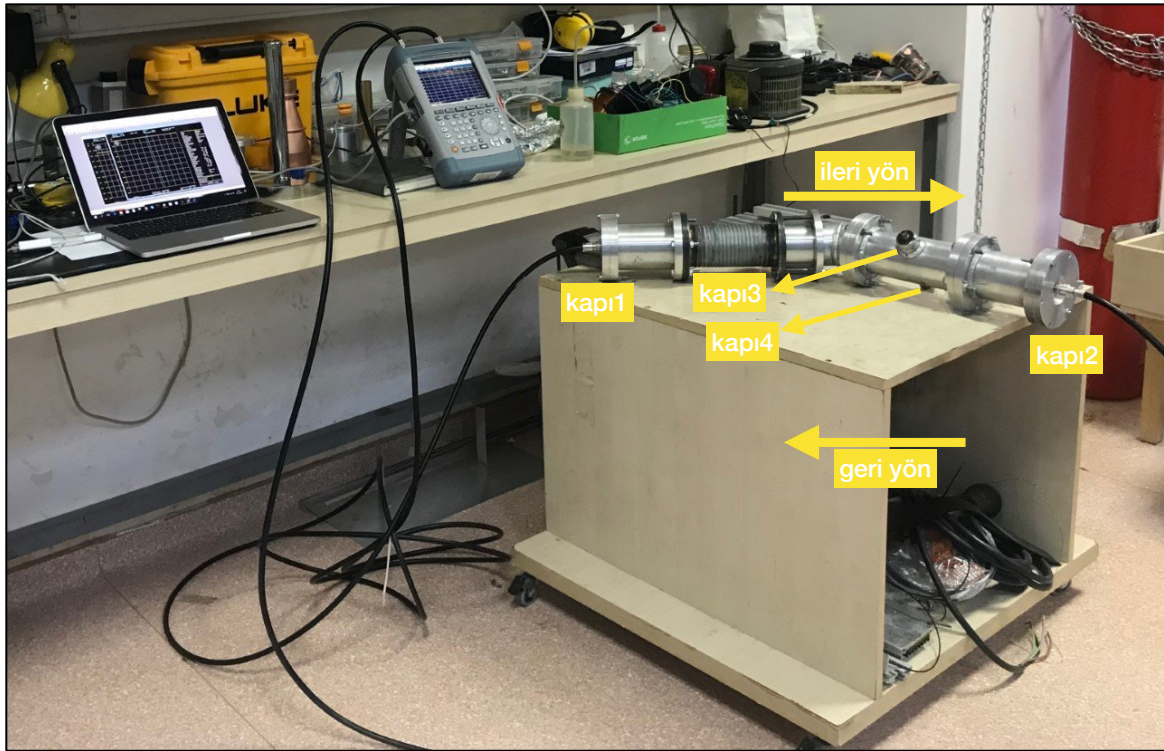


Şekil 4.5. RFQ'ya monte edilen bağdaştırıcının 3B-CAD tasarımı

Bağdaştırıcının prototip yapısında kullanılan malzemelerin düşük ısı genleşme katsayıları nedeniyle, EM alan kaynaklı termal problemler düşük PAKS değeri durumunda önemsizdir. Ancak, yüksek PAKS koşulları için termal analiz gerekli olacaktır. Düşük PAKS değerine sahip olmamız nedeniyle, TAEK RFQ'nun çalışma koşulu için ortalama RF gücü 12 W'dır. Sonuç olarak, ortalama 12 W güçte bağdaştırıcının sıcaklığının kayda değer ölçüde artması beklenmemektedir. Bu nedenle su ile soğutma işlemine gerek yoktur.

5. DÜŞÜK SEVİYE RF GÜÇ TESTLERİ

Bir körük (esnek katı eşeksenli dalga kılavuzu), dirsek dairesel dalga kılavuzu ve yönlü bağdaştırıcıdan oluşan ve RF bağdaştırıcısından önce yerleştirilen RF sisteminin eşeksenli iletim hattı için düşük seviye güç ölçümleri VNA cihazı (Rohde&Schwarz, FSH8 Spectrum Analyzer, RF ve mikrodalga devrelerinin saçılma parametrelerini 100 kHz ile 8 GHz arasında ölçer) ile gerçekleştirildi (Rohde, 2019). Bu eşeksenli iletim hattının düşük güç ölçüm düzeneği Şekil 5.1’de görülmektedir.



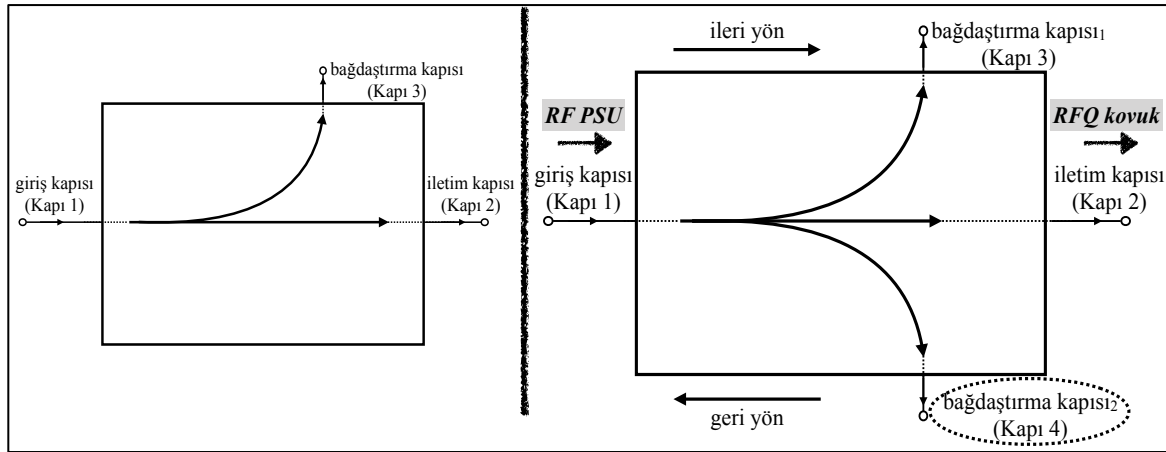
Şekil 5.1. Eşeksenli iletim hattı ölçüm düzeneği

Hattın hemen hemen tüm bileşenleri ülkemiz imkanları ile TAEK proje çalışanları tarafından tasarlandı ve üretildi. Sadece, bağdaştırıcıyı RFQ’ya hizalamak ve hattı birleştirmek için kullanılan körük "Mega Industries" şirketinden satın alınmıştır (Mega, 2019).

5.1. Yönlü Bağdaştırıcı Modeli

Bir hızlandırıcı kovuğunda kullanılan RF gücünü ölçmek için bir yönlü bağdaştırıcı kullanılır. Şekil 5.2-sol’da görüldüğü gibi, kapı 1 giriş kapısı, kapı 2 çıkış kapısı, kapı 3 bağdaştırma kapısıdır. Bir giriş sinyali kapı 1’den kapı 2’ye geçtiğinde, bu sinyalin bir kısmı

kapı 3'e bağlanır. Kapı 3'e bağlanan gücün bir kısmı, kullanılan bağdaştırıcının bağdaştırma katsayısına bağlıdır. Örneğin, 3 dB'lik bağdaştırıcı kullanıyorsak, kapı 2 ile kapı 3 arasındaki güç bölünmesi %50 olur (yani 1:1), ancak, 10 dB'lik bağdaştırıcı kullanırsak, bu güç bölünmesi 9:1 (%90 – %10, %10 kapı 3'e aktarılır) oranında olur. Bağdaştırma katsayısı, bir yönlü bağdaştırıcının belirlendiği temel parametrelerden biridir. Atmalı RF gücü hızlandırıcı kovuğa gönderildiğinde, yönlü bağdaştırıcı kovuğa giren ileri yön ve kovuktan yansıyan geri yön güçleri bağdaştırma katsayılarına bağlı olarak ölçülebilir. Bizim ölçümlerimizde geri yön gücünü de ölçmek için, ek olarak bağdaştırma kapısı₂ olarak adlandırdığımız yeni bir bağdaştırma kapısı daha kullandık. Bu durumda, bağdaştırma kapısı₁ ve bağdaştırma kapısı₂ sırasıyla ileri ve geri yön bağdaştırma katsayılarını ölçmek için kullanıldı.



Şekil 5.2. Sol: Yönlü bağdaştırıcı genel modeli. Sağ: Güç ölçüm modeli

İleri ve geri dönen gücün ne olduğunu ayıran yönlü bağdaştırıcıların yeteneğinin nitelik değeri (figure of merit, verim katsayısı), $D = S_{31} + S_{21} - S_{32}$ olarak tanımlanan yönlülüktür (yönelme yeteneği) (D). S_{31} bağdaştırma kapısı₂ oranıdır, yani sinyalin ne kadar gücünün çekildiği, S_{21} geçiş kaybı, yani bağdaştırıcı ile hat arasındaki geçişten kaynaklanan güç kaybıdır ve S_{32} izolasyondur. Bu terimler dB cinsinden tanımlanmıştır. Yönlülüğün ölçümleri nasıl etkilendiğini göstermek için yönlü bağdaştırıcının çıkışına, Şekil 5.2-sol'daki kapı 2'ye bilinmeyen bir yük bağlanır. Yük muhtemelen giriş kapısına bağlı (Kapı 1) giriş yüküyle eşleşmediğinden, gelişigüzel fazla (arbitrary phase) yansıyan bir sinyal olacaktır. İleri gerilimi ölçerken, sistem üzerinde mümkün olan en az etkiye sahip olması için gerilimin sadece bir kısmının ölçülmesi gerekir. Gerilimin bu kısmı "bağdaştırma katsayısı" (coupling factor) ile belirlenir. Ölçüm yaparken yansıyan gerilimden küçük bir katkı olacaktır, burada

yönlülüğün etkisi vardır. Yönlülük ne kadar yüksek olursa, yansıyan gerilim ölçüme o kadar az etki eder. C bağdaştırma katsayısı, D yönlülük, V_{ileri}^* ölçülen ileri gerilim, yani kapı 3’de ölçülen gerilim, V_{ileri} ileri gerilim ve V_{yans} yansıyan gerilim olmak üzere, ölçülen gerilim;

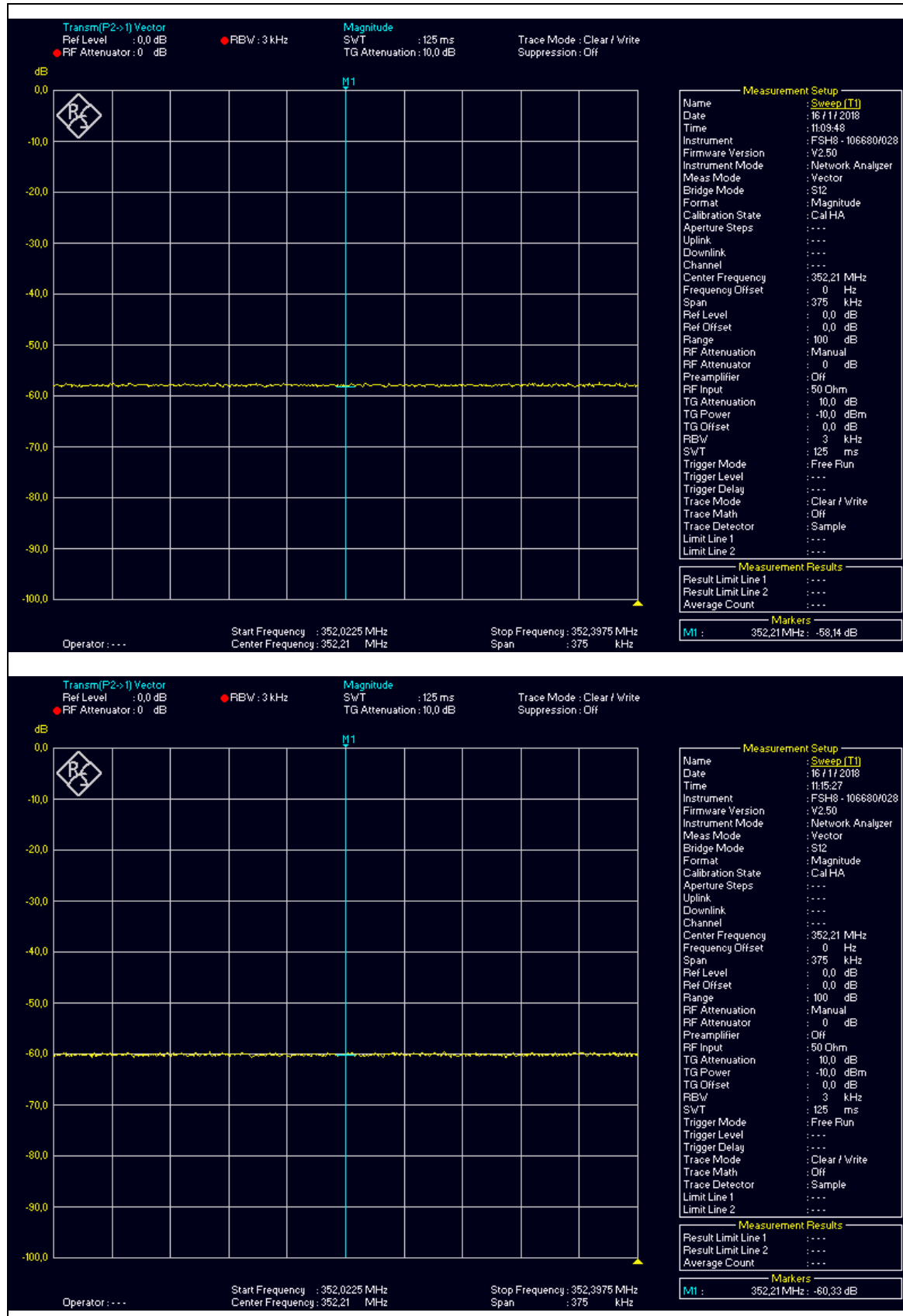
$$V_{ileri}^* = 10^{-C/20} \cdot (V_{ileri} + 10^{-D/20} \cdot V_{yans}) \quad (3.1)$$

olarak tanımlanır. RFQ’ya iletilen ve yansıyan güçleri hesaplamak için yönlü bağdaştırıcının her iki bağdaştırma kapısının (kapı 3 ve kapı 4) bağdaştırma katsayıları VNA kullanılarak gerçekleştirildi. İleri yön için yönlü bağdaştırıcının giriş kapısı (kapı 1), VNA cihazının birinci kapısına ve bağdaştırma kapısı₁ (kapı 3), VNA cihazının ikinci kapısına bağlanır. Yönlü bağdaştırıcıda yansıma olmaması için iletim kapısı (kapı 2), 50W yük ile sonlandırılmıştır (Şekil 5.2-sağ). Geri yön için, yönlü bağdaştırıcının iletim kapısı (kapı 2), VNA cihazının birinci kapısına ve bağdaştırma kapısı₂ (kapı4), VNA cihazının ikinci kapısına bağlanır. Yönlü bağdaştırıcıda yansıma olmaması için, giriş kapısı (kapı 1) yine 50 Ω yük ile sonlandırıldı (Şekil 5.2-sağ). Daha sonra her iki durum için S_{12} değeri ölçüldü. Yansıma olmadığından, ölçülen değerler bağdaştırma katsayılarını gösterir.

Yukarıdaki denklem yardımıyla; $P_{dış,yönlü}$ çıkış gücü, P_{ileri} ileri yön gücü ve P_{yans} yansıyan güç olmak üzere, yönlü bağdaştırıcı boyunca ileri ve geri güçlerin yanı sıra, yönlülük ve bağdaştırma katsayısı cinsinden çıkış gücü aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$P_{dış,yönlü} = 10^{-C/20} \cdot (P_{ileri} + 10^{-D/20} \cdot P_{yans}) \quad (3.2)$$

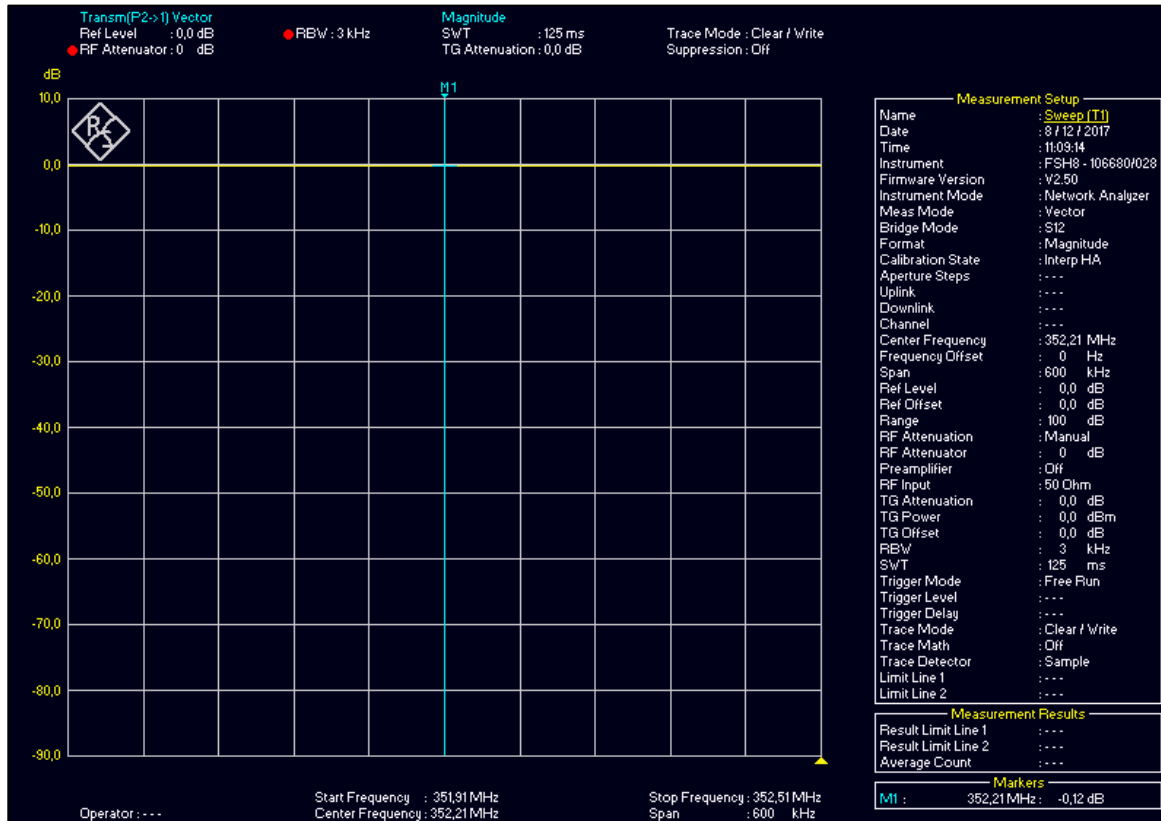
$P_{yans} = 0$ olduğu durumda $P_{dış,yönlü} = 10^{-C/20} \cdot P_{ileri}$ olur. Bu durumda dB cinsinden $P_{dış,yönlü} = P_{ileri} - C$ olacaktır. Sonuç olarak, Yansıma olmadığından $P_{ileri} = P_{giriş}$ olarak yazılabilir ve $P_{dış,yönlü} = P_{giriş} - C$ olarak elde edilir. β_c değerinin kovuk EM alanı ve fazı üzerinde etkisi vardır. Yönlü bağdaştırıcıdan ileri ve yansıyan gücün uygun değerlerini elde etmek için yönlü bağdaştırıcının çıkış gücünün, $10^{C/10}$ faktörüyle yükseltilmesi gerekir. Sorun, yönlü bağdaştırıcı için belirtilen bağdaştırma faktörünün her zaman kesin olmamasıdır.



Şekil 5.3. VNA'den okunan yönlü bağdaştırıcı sonuçları; Üst: İleri yön. Alt: Geri yön bağdaştırma katsayıları

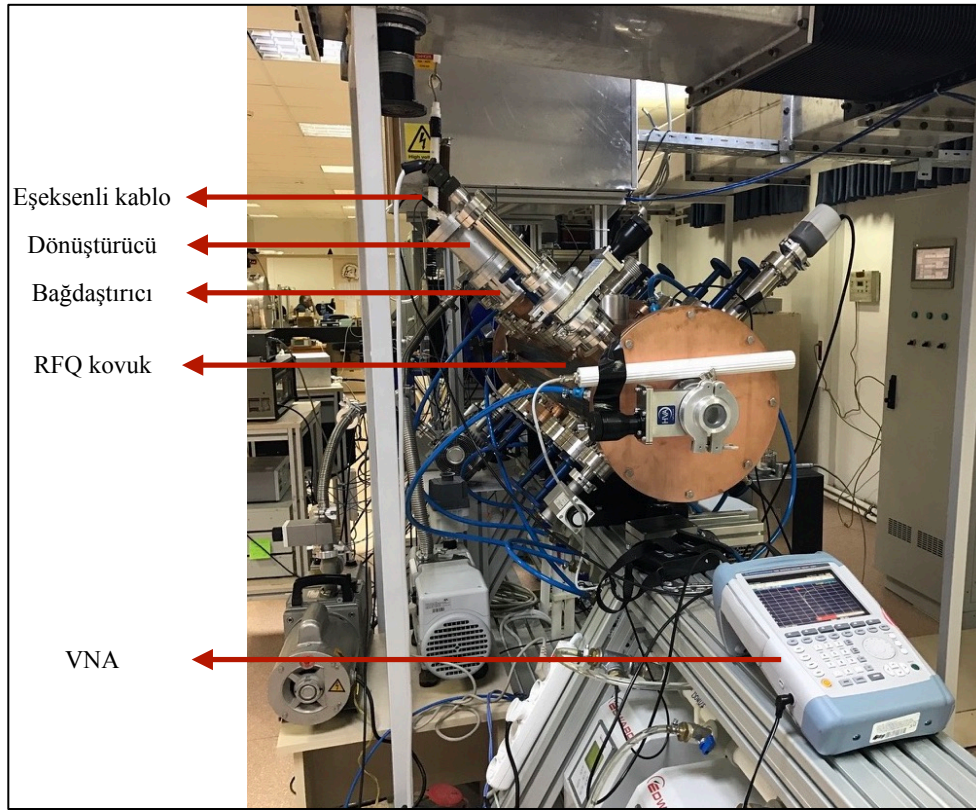
TAEK tesisinde kullanılan yönlü bağdaştırıcının her iki kapısı için bağdaştırma katsayısı, C1 ve C2, sırasıyla 58,14 dB (Şekil 5.3-üst) ve 60,33 dB (Şekil 5.3-alt) olarak ölçülmüştür. Etkin parçacık hızlanması için kovuk RF alanının genliğinin ve fazının "düz" olması gerekmektedir. Ayrıca kovuğa giren ve kovuktan okunan güçlerin doğru olması da önemlidir. Bu nedenle yönlü bağdaştırıcının bağdaştırma katsayısı hassas bir şekilde ayarlanmalıdır.

Tüm bileşenleri bir araya getirildikten sonra, hattın S – parametreleri ölçümü VNA'den üretilen 0,1 mW'a karşılık gelen -10 dBm'lik düşük güçte RF sinyalleri ile beslenerek gerçekleştirildi. Bu düşük RF sinyali, dirsek ve yönlendirici bağdaştırıcının solundan sağ tarafına doğru hareket eder. Hattın "geçiş kaybı", TAEK tesisinde bulunan hattın başında ve sonunda kullanılan iki eş indirgeyici (R1 ve R2, 3 1/8" den n-tipine dönüştürücü) kullanılarak, -0,12 dB olarak ölçülmüştür ve bu yaklaşık %97,2 güç iletimine karşılık gelir (Şekil 5.4).



Şekil 5.4. VNA'den okunan eşeksenli iletim hattı güç iletim oranı

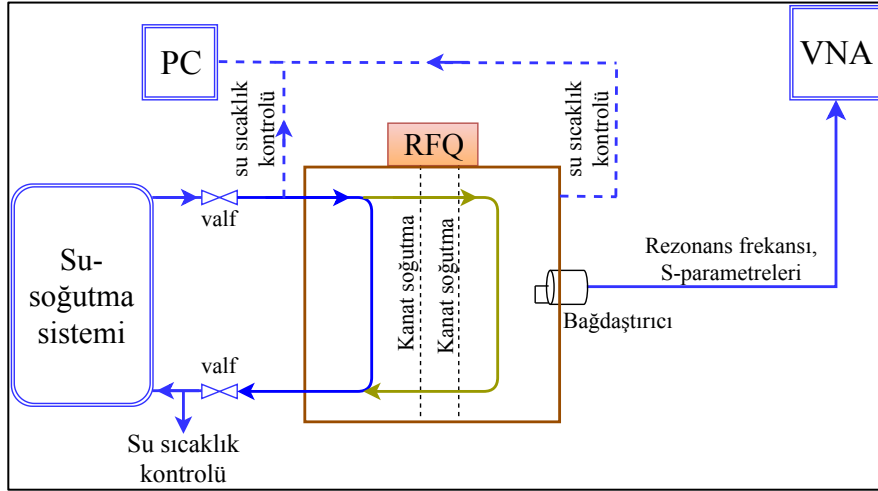
5.2. Bağdaştırıcı İçin Düşük Seviye RF Güç Ölçüm Sonuçları



Şekil 5.5. Bağdaştırıcının düşük – seviye güç ölçüm düzeneği (RFQ kovuk, bağdaştırıcı, VNA, eşeksenli kablo ve 3 1/8" den n-tipine dönüştürücü)

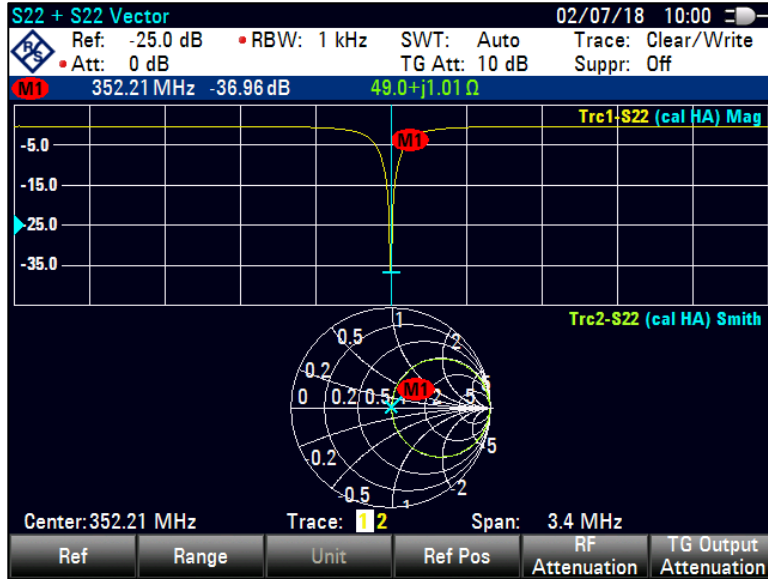
Bağdaştırıcı kovuk ile birleştirildikten sonra bağdaştırıcının düşük seviye güç ölçümleri gerçekleştirildi. Sistemin saçılma parametreleri, VNA yardımıyla yine 0,1 mW'a karşılık gelen -10 dBm'lik düşük güçte RF sinyali ile beslenerek ölçüldü (Şekil 5.5). Bağdaştırıcı VNA cihazına 50 Ω RG-213 eşeksenli kabloyla bağlanır. Ölçümler, bağdaştırıcının eşeksenli hattının sonuna monte edilmiş yine bir indirgeyici kullanımı ile gerçekleştirildi.

RFQ rezonans frekansı, yerel kaynaklarla üretilen özel bir soğutma sisteminde soğutma suyu sıcaklığının kontrolüyle, yani termal olarak, ayarlanır. Soğutma sistemi, su sıcaklığını 0,1 C'lik bir hassasiyetle ayarlayabilmektedir. Ölçümler, RFQ'nun rezonans frekansının, her 0,1 C'lik değişimde yaklaşık 6 kHz kaydığını göstermiştir. Bu değişim, güç yansımalarının -25 dB'den daha düşük olmasını sağlar. Sıcaklık, soğutma sisteminin giriş/çıkışında ve RFQ'nun duvarında izlenir. Soğutmayı ve ölçüm sistemini açıklayan basit bir blok diyagram Şekil 5.6'da gösterilmiştir.



Şekil 5.6. TAEK RFQ rezonans kontrol sistemi blok diyagramı

RF gücünün kovuğa en düşük yansımayla ulaşması amaçlandığından, ölçümler sırasında Smith çizelgesi izlenerek bağdaştırıcının giriş kapısındaki geri dönüş kaybına bakmak yeterlidir. Yarıçapı 1 olan bir daire, karmaşık uzayın orijinininden geçerse, kritik bağdaştırma ($\beta_c \sim 1$) elde edilir (Alesini, 2011).



Şekil 5.7. VNA'dan elde edilen bağdaştırıcı için ölçüm sonuçlarının anlık görüntüsü

Kritik bağdaştırma, halka yaklaşık 35 derece döndürerek elde edilmiştir. Kovuk-bağdaştırıcı yapısı için 352,21 MHz merkez frekansının ayarlanması, soğutma suyu sıcaklığının 23,4 °C'ye ayarlanmasıyla gerçekleştirilir. Geri dönüş kaybı yaklaşık 37 dB'dir ve bu 352,21 MHz'lik bağdaştırıcıda %0,02'lük güç yansımasına karşılık gelir. Ayrıca empedans RF iletim hattının öz empedansına yakın bulunmuştur, yani yaklaşık 49 Ω (Şekil 5.7).

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada 352,21 MHz frekansta salınan bir RFQ kovuğa 120 kW atmalı RF gücü taşımak amacıyla, EÇO etkisini de dikkate alarak eşeksenli bir güç bağdaştırıcısının tasarım ve üretimi için EM benzetim çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Öncelikle bağdaştırıcının eşeksenli hattı, iki kapısı arasında daha düşük güç yansımaları ve iletim kayıpları elde edecek şekilde CST MWS yazılımı frekans çözücüsü yardımıyla başarıyla tasarlandı. Bağdaştırıcının eşeksenli hattı giriş ve çıkış kapıları arasındaki S_{11} değeri $-66,15$ dB ($0,2424 \times 10^{-4}$ güç yansıması), S_{21} değeri $-0,011$ (%0,25 hat boyunca güç kaybı) olarak bulunmuştur.

Kovuk ile birlikte tasarlanan bağdaştırıcının geometrisi (halka bağdaştırıcının eş ekstenli hattına eklenmiştir), S_{11} parametresi için -30 dB'den daha düşük bir değere ulaşmak amacıyla en iyileştirildi. S_{11} değeri $-31,05$ dB bulunmuştur. CST MWS ile en iyileştirme çalışmalarından, bağdaştırma yapısı (bağdaştırıcı + RFQ) için 120 kW tepe RF gücünde toplam 94,2 W bir yansıma bulunmuştur. Böylece, eşeksenli iletim hattı, uygun bir pencere malzemesi ve bağdaştırma ilmeğine sahip olan bağdaştırıcı ile kovuk geometrisi birlikte CST'nin frekans alanı çözücüsünün kullanılmasıyla başarılı bir şekilde en iyileştirildi. Bu en iyileştirme tasarımları sonucunda bağdaştırıcı ve kovuğun RF özellikler hesaplanmıştır. Kovuk ile birlikte modellenen bağdaştırıcı için halka etrafında, $P_c = 230$ kW ve $H_0 \approx 10500$ A/m olarak elde edilmiştir. Ayrıca $Q_0 = 9530$, $Q_{dış} = 9445$ olarak bulunmuştur. Bu durumda, RFQ modülü ile yapılan bağdaştırıcı tasarımlarında $\beta_c \approx 1$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuç bağdaştırıcı ve RFQ modülün mükemmel bir şekilde eşleştiği ve dolayısıyla kovuktan RF PSU bileşenine herhangi bir gücün yansımadığı anlamına gelmektedir. Bu tasarımlarda, bağdaştırma halkasının boyutunun ve dönme açısının en iyileştirilmesinin mükemmel güç eşleşmesini elde edebilmek için kritik bir nokta olduğu görülmüştür. EM benzetim çalışmaları, eşeksenli bağdaştırıcı ile RFQ arasındaki güç eşleşmesi açısından tatmin edici sonuçlar ve performans göstermiştir. Üretim maliyeti açısından daha küçük boyutlara sahip olma, değişken bağdaştırma yapmanın daha kolay olması, daha düşük ısı kaçağı ve EÇO etkisi seviyelerinin kontrol etmek daha kolay olmasından dolayı eşeksenli tipi bağdaştırıcı tercih edilmiştir.

EM benzetimlerin yanı sıra EÇO etkisine neden olabilecek güç değerlerini belirlemek amacıyla CST yazılımının PIC çözücüsü kullanılarak, benzetimler gerçekleştirilmiştir ve

sonuçların teorik hesaplar ile eşleştiği görülmüştür. EÇO etkisinden kaçınmak için benzetimlerde bağdaştırıcının eşeksenli hattı için uygun bir geometri dikkate alınmıştır. Gerçekleştirilen tasarımlar sonucunda bağdaştırıcının vakum bölgesinde 10 kW güç değeri üzerinde bir ve iki-nokta EÇO etkisi görülmemiştir (Cicek, 2018). Son tasarımda yapılan teorik hesaplamalar ve gerçekleştirilen benzetimler sonucunda vakum penceresi RFQ kovuğuna mümkün olduğunca yakın bir şekilde konumlandırılmıştır. Diğer hızlandırıcı merkezlerinde tasarlanan bağdaştırıcılardan farklı olan bu tasarım geometrisi ile hem kovuk içerisinde daha iyi bir vakum elde edilir. Ayrıca, EÇO olayının gerçekleşebileceği alanın sınırlandırılması açısından önemli bir avantaj sağlamaktadır.

Tasarım çalışmalarının ardından uygun bir RF vakum penceresi, destek diskine ve doğru geometriye sahip bir eşeksenli hattı ve bağdaştırma ilmeğinden oluşan RF güç bağdaştırıcısı ülke imkanları kullanılarak TAEK RFQ hızlandırıcı kovuğu için üretildi. Literatür taraması sonucunda, özellikle düşük bir SEY değerine sahip olma ve düşük maliyetli olmasından dolayı pleksiglas malzemesi, vakum penceresi olarak kısa vadede kullanılmak üzere seçilmiştir (Cicek, 2018). Uzun vadede, RF atma uzunluğunun arttırılması ve hatta sürekli dalga kipi operasyonu durumunda vakum penceresi olarak alümina kullanılması önerilmektedir.

Düşük – güç ölçümleri sırasında kovuk rezonans frekansı 50Ω empedans değerinde en düşük güç yansıması elde edecek şekilde soğutma suyu sıcaklığının değiştirilmesi ile elde edilmiştir. Soğutma sisteminde sıcaklık ne kadar hassas bir şekilde değiştirilirse daha küçük bir frekans bant genişliğinde kovukta daha yüksek güç iletimi ve daha düşük güç geri yansıması elde edilebilir. VNA'den ölçülen geri dönüş kaybı (S_{22} : $-36,96 \text{ dB}$), benzetim çalışmalarından elde edilen sonuçla ($-31,05 \text{ dB}$) uyumludur. Bu sonuç kovuktan sadece %0,02 bir geri yansımanın olduğunu göstermektedir. Her iki sonuç hedeflenen -30 dB 'nin altında başarılı bir şekilde elde edilmiştir.

Bu tez çalışması, maliyeti çok yüksek olan bir RF güç bağdaştırıcının tasarlanması, geliştirilmesi ve ülkemiz sanayisinde üretilebilmesinin yanı sıra test ve deneylerinin ülkemizde ilk defa yapılabilmesi konusunda bilgi birikimine katkıda bulunmuştur. Bu ve benzer çalışmalarla hızlandırıcı bileşenlerini tasarlama ve üretme konusunda kazanılan deneyimlerle yerli üretim veya ithal hızlandırıcılar için ülkemizin parçacık hızlandırıcı bileşenlerinde dışarıya bağımlılığının azalacağı, ayrıca yerli sanayinin tecrübe kazandığı

düşünülmektedir. Elde edilen sonuçlar ve tecrübeler, TAEK Teknoloji birimi RFQ hızlandırıcı projesi ekibiyle paylaşılmış ve ayrıca kazanılan tecrübelerin ülkemizde bulunan THM – TARLA gibi önemli diğer proje ekiplerine de katkı sağlayacağına inanılmaktadır. CST yazılımı RF güç aktarım bileşenlerinin tasarımı yanı sıra hızlandırıcı kovuk içerisinde demet dinamiği hesapları için de kullanılabilmektedir. CST yazılımının aktif kullanımı sayesinde Türkiye’de hızlandırıcı tasarımı çalışmalarının yanı sıra sanayi, endüstri ve bilimsel merkezlerde ihtiyaç duyulan başlıca Güç mühendisliği, Mikrodalga, RF, Optik, Elektro ve Magnetostatik, Yüklü parçacık dinamiği konularında çalışmalara da destek olunabilecektir. Ayrıca Enerji üretimi, Tıbbi ve Biyomedikal konularda araştırma ve geliştirme çalışmaları yapılabilmesi de mümkün olacaktır. Bu tez çalışması sonrasında elde edilen tecrübelerle; en basit hızlandırıcı tipi olan hap kutusu kovuk gövdesi, demet üretim sistemi (elektron demet kaynağı) ve hızlandırma için gerekli olan RF alanının üretimi çalışmalarının yapılması ve yerli bir elektron hızlandırıcı sistemi oluşturulması planlanmaktadır.

6.1. Öneriler

6.1.1. Fabrikasyon ve yüzey işleme süreci

Ülkemizde devam eden veya inşa edilmesi planlanan parçacık hızlandırıcı sistemlerinde üretilmesi planlanan RF bileşenlerinin üretiminde yüksek kovuk kalite faktörü önemlidir. İstenen etkin demet hızlandırması için gereken RF gücü düşük kalite faktörüne sahip kovuk için daha yüksek olacağından, EM enerjiyi kovuğa depolama yeteneğinin ölçüsü de olan yüksek kalite faktörlü kovuk üretimi çok önemlidir. Ayrıca, kovuk içindeki kıvılcım riskini azaltmak için (RFQ kovukların) J-PARC Linak tesisinde ayrıntılı bir imalat süreci izlenmiştir. Farklı adımlarla uygulanan işlemler Çizelge 6.1’de verilmiştir. Mümkünse, J-PARC araştırmacıları tarafından hızlandırıcı bileşenlerin üretimi için OFC malzemesi ile sert lehimleme tekniğinin kullanılması şiddetle önerilir. Sert lehimleme yöntemi kullanılmazsa, bu durumda kovuğun farklı noktalarında sıcaklık değişimlerine neden olacak direnç farklılıkları olabilir. Ayrıca bu değişimler kovuk içindeki alanı bozabilir. Son olarak, dipol alanı kovuk içinde gözlenebilir. Bu tekniği kullanarak kovuk içindeki EM sızıntıları azaltmak, kanatlar arasında daha iyi temas sağlamak için vakumun muhafaza edilmesi mümkündür.

Çizelge 6.1. J-PARC Linak tesisinde tüm RFQ kovuklar için uygulanan imalat süreci

Teknik konular	Yorumlar – RFQ I	Yorumlar – RFQ II & III
Kovuk malzemesi	%0,2 Ag ile birlikte OFC	Sıcak İzostatik Presleme (HIP) ile yüksek saflıkta OFC
Kaba işleme		Artık kalınlık (residual skin): 0,5 mm
Koşullandırma		Bir vakum fırınında 600 °C’de uygulama.
Kanat işleme	2-boyutlu işleme	Bilyalı parmak freze ile sayısal kontrollü işleme uygulanmıştır. Ayrıca bilyalı parmak freze eğrilik çapı 5 mm olarak seçilmiştir.
Yüzey işleme	Asitli yıkama uygulanmıştır	3 – 5 μm derinliğinde kimyasal parlatma ve ayrıca Kromlama da uygulanmıştır.
Kuru kesim		RFQIII: Flanş montajı için işleme.
Kanat birleştirilmesi	Kanatlar vakum bölmesinde RF bağlantı elemanları ile cıvatalanmıştır.	Büyük ve küçük kanatlar ile kapılar (ports) ve flanşlar tek adım sert lehimleme ile birleştirilmiştir.
Kovuk ünitelerinin birleşimi		* J-PARC RFQ II ve III için üç farklı kovuk ünite tankı bulunmaktadır. Tanklar sert lehimlemeden sonra bir platform üzerinde birleştirilmiştir. Frekans ayarlayıcı yarıklardan vakum pompalama uygulanmıştır. * RFQ II’de vakum sızdırmazlığı için kaynak, mekanik hizalama için cıvatalama, RFQ III’de mekanik hizalama ve vakum sızdırmazlık için cıvatalama uygulanmıştır.

Ayrıca, kıvılcım riskini veya kıvılcım oranlarını azaltmak ve hızlandırıcı kovuğu içindeki vakum özelliğini geliştirmek için iç yüzey işleme sürecinden sonra kimyasal olarak parlatılabilir. RFQ kovuklar için J-PARC Linak tesisinde gerçekleştirilen dört farklı çözüm Çizelge 6.2’de görülmektedir.

Çizelge 6.2. Kimyasal parlatma için farklı çözümler (J-PARC, 2019; Morishita, 2012, 2015; Kondo, 2019)

Çözümler	Yorumlar
Çözüm – I	Nitrik asit + fosforik asit + yüzey etkin madde (surfactant). Bu çözüm J-PARC’da 3 μm kimyasal parlatma ile tercih edilmiştir.
Çözüm – II	Nitrik asit + fosforik asit + asetik asit
Çözüm – III	Nitrik asit + yüzey etkin madde
Çözüm – IV	Hidrojen peroksit. Ara ara yüzeyde nokta şeklinde bozulmalar gözlenmiştir.

Bu çözümlerin uygulanması ile elde edilen sonuçlardan, kimyasal parlatma işleminden sonra yüzey pürüzlülüğünün önemli ölçüde azaltılabildiği ve bu işlemin J-PARC'da da şiddetle önerildiği not edilebilir. Hafif parlatılmış yüzey, 10 μm 'den az olan parlatma derinliği durumunda elde edilmiştir. Parlatma işleminde farklı derinlikler denenerek, kovuktaki kıvılcım riskini azaltan keskin kenarlar çıkarılabilir. Dahası, J-PARC durumunda, keskin kenarlar 3 μm kimyasal parlatma ile giderilmiştir, böylece yüzey pürüzlülüğü azaltılmıştır. Bununla birlikte, yüzey pürüzlülüğünün azaltılması 3 μm ve 10 μm seviyelerinde hemen hemen aynı elde edilmiştir. J-PARC tesisinde izlenen yüzey işleme süreci Çizelge 6.3’de verilmiştir. Bahsedilen yüzey işleme süreci takip edilerek RFQ IV kovuğu için kalite faktörü ~ 9400 elde edilmiştir. Bu değer neredeyse tasarım değeri (~ 9600) ile aynıdır. Böylece, bu süreç takip edilerek, Türkiye’de hızlandırıcı yapıların imalatında çok etkili sonuçlar elde edilebilir.

Çizelge 6.3. J-PARC’da RFQ kovuklar için uygulanan yüzey işleme süreci (Morishita, 2015)

Çözümler	Çözümler	Yorumlar
Temizleme	Bu işlem için su, metil alkol ve metil etil keton kullanılabilir.	Kanat ucu su ile temizlenirken kovuğun diğer kısımları bez ile silinir. Özellikle kovuk yüzeyindeki yağı çıkarmak için uygulanır.
Maskeleme	Bantlama, kalafatlama	Kovuğun dış yüzeyine uygulanır.
Yağ giderme	Alkali çözelti	Kovuk çözücüye batırılır. Sodyum hidroksit (NaOH) 60 °C’de birkaç dakika uygulanır (yağı kovuğun yüzeyinden çıkarmak için de uygulanır). Su ile durulama (kovuk birkaç dakika suya batırılır) aynı aşamada yağ alma işleminden hemen sonra uygulanır.

Çizelge 6.3. (devam) J-PARC’da RFQ kovuklar için uygulanan yüzey işleme süreci (Morishita, 2015)

Asitle yıkama	Sülfürik asit sulu çözeltisi	Kovuk çözücüye batırılarak uygulanır. Aynı süreçte asitle yıkamadan sonra su uygulanır.
Kimyasal parlatma	Nitrik asit + Fosforik asit + yüzey etkin madde	Kovuk çözücüye batırılır. Parlatma derinliği sıvının sıcaklığı ve zaman ile kontrol edilir. Sıcaklığı adım adım değiştirerek 40 – 50 °C sıcaklıkta 4 – 5 dakika sonra tüm yüzeylerin aynı oranda parlatılması sağlanır. Aynı süreçte asitle yıkamadan sonra su uygulanır.
Asitle yıkama	Sülfürik asit sulu çözeltisi	Kovuk çözücüye batırılarak uygulanır. Aynı süreçte asitle yıkamadan sonra su uygulanır.
Anti korozyon	Kromat çözeltisi	Kovuk çözücüye batırılır. Bu aşama paslı yüzeyleri temizlemek için pas önleyici işlem için uygulanır. Hexavalent kromik asit bir sıvı olarak kullanılır. Aynı aşamada kromlama işleminden hemen sonra su temizleme yapılır.
Temizleme / kurutma	Ultra saf su / kurutucu	Su, hava üfleme

*kalafatlama: (caulking) sızdırmaz yapma

6.1.2. RF kovuk koşullandırma

Bir kovukta EÇÖ etkisini bastırmak ve istenen RF gücünü en düşük kıvılcım oranı ve yansıyan güçle kovuğa aktarmak için RF koşullandırma işlemi önemlidir. Bu sürecin, kovuktan minimum yansıyan güç ve RF yapısında en düşük RF bozulma oranı ile gerekli RF gücüne ulaşmak için yavaş ve dikkatli bir şekilde gerçekleştirilmesi gerekir. J-PARC Linak tesisinde RFQ IV için uygulanan RF koşullandırma süreci için parametreler ve önemli hususlar ve gereksinimler aşağıda verilmektedir.

- RFQ IV için temel parametreler; RF atma uzunluğu: 600 μ s, RF atma periyodu: 25 Hz, PAKS: %1,5, kovuk için gereken güç: 380 kW. Hızlandırılan parçacık H^- ’dir.
- RF gücünü, hızlandırma kovuğu için DSRF sisteminde bir faktör olarak ölçeklendirmek daha iyidir. Dijital Geri Besleme (Digital Feedback – DFB) güç genliği değeri, tüm J-PARC hızlandırma sistemlerinde 0-4000 (FB genliği) arasında ölçeklendirilmektedir. 4000, RF gücünün maksimum güç değerine karşılık gelir.

J-PARC’da RFQ-IV kovuğu için DSRF kurulumunu da içeren RF sisteminin blok şeması Şekil 6.1’de görülmektedir. Türkiye’de yapılmakta olan ya da planlanan hızlandırıcılar için benzer RF sistemi takip edilebilir.

Dijital DSRF sisteminin ana bileşenleri;

- Bir referans osilatör, RF karıştırıcı, ADC (Analog to Digital Converter), DAC (Digital to Analog Converter), FPGA (Field Programmable Gate Array-Alanda Programlanabilir Kapı Dizileri) ve CPU (Central Processing Unit-Merkezi işlem birimi) içeren Sayısallaştırıcı, IQ Modülatör ve *RF&Clock* modülünü içeren CompactPCI/Dijital FB (compact Peripheral Component Interconnect – cPCI) sistemi. *RF&Clock* modülü IQ modülatör, RF karıştırıcı ve FPGA için gerekli olan RF sinyallerini üretir.
- VSWR metre ve güç ölçerler.
- Atma modülatörü ve RF anahtarı.
- Hızlı kilitleme (Fast interlock, DSRF sisteminde bir problem oluşması durumunda sistemin aniden kapanması), 20 dB ve 50W güç yükselticileri (Amp). Hızlı kilitleme ayrı bir kilitleme cihazından gerçekleştirilir. Yavaş kilitleme, atma modülatöründeki bir RF anahtarı ile gerçekleştirilir. Vakum seviyesi ayrıca izlenir ve RF’i belirli bir en yüksek seviyede durdurmak için kilitleme sinyali olarak kullanılır.
- Dokunmatik panelli Programlanabilir Mantık Denetleyici (Programmable Logic Controller-PLC) sistemi veya ana sistem kontrolcüsü. PLC yerel olarak PLC LAN’daki dokunmatik panel tarafından ve uzaktan EPICS, Experimental Physics and Industrial Control System, LAN üzerindeki bir EPICS Arabirimi (OPI) tarafından çalıştırılır (EPICS, 2019). EPICS (Deneyisel Fizik ve Endüstriyel Kontrol Sistemi), parçacık hızlandırıcıları, teleskoplar ve diğer büyük deneyler gibi cihazları çalıştırmak için dağıtılmış kontrol sistemleri geliştirmek ve uygulamak için kullanılan bir dizi yazılım aracı ve uygulamasıdır.
- RF güç genliği ve fazı için düz bir sinyal elde etmek üzere FB ve Feedforward (FF, ileri besleme) parametrelerini değiştirmek için cPCI sistemine CPU üzerinden bağlı bir bilgisayar.
- RF ve demet sinyalleri arasındaki süreyi ayarlamak için VME/IOC (Verca Module Eurocard/Giriş Çıkış Kontrol Cihazı) ve NIM/Timing (Zamanlama) sistemine sahip EPICS kontrol Sistemi.

- Yönlü bağdaştırıcıdan ileri ve yansıyan gücü, kovuk tank güç seviyeleri (RF-alıcılardan okunur), tanktaki vakum seviyesi, Kilitleme gibi tüm kovuk parametrelerini anında değiştirmek ve izlemek için bir uzaktan kontrol yazılımı ve otomatik kurtarma RF AÇIK/KAPALI, Kilitleme (Interlock) ve Otomatik kurtarma (Auto recovery) AÇIK/KAPALI, FF demet AÇIK/KAPALI
- ✓ *VSWR Metre ve Güç ölçerler:* Gücü ölçmek için kullanılırlar. Bu iki RF cihazı kullanarak gücü ölçmek kesin sonuçlar açısından daha etkilidir.
- ✓ *Vakum basıncı, FB referans genliği (FB_REF), DSRF durumu: DETAIL ve güç değerleri (V1,V2,TK1,TK2)* gibi kovuk parametrelerini izlemek için PC'de yazılmış bir Komut Dosyası. V1, Klystron çıkışında ölçülen güç (P_i : ileri güç, P_{yans} : geri yansıyan güç), V2, RFQ kovuğundan hemen önce konumlandırılmış yönlü bağdaştırıcıdan ölçülen güç (P_i, P_{yans}). TK1 ve TK2 (V_c) kovuk üzerinde iki farklı RF alıcıdan ölçülen çıkış güçleridir.

RF koşullandırma süreci aşamaları:

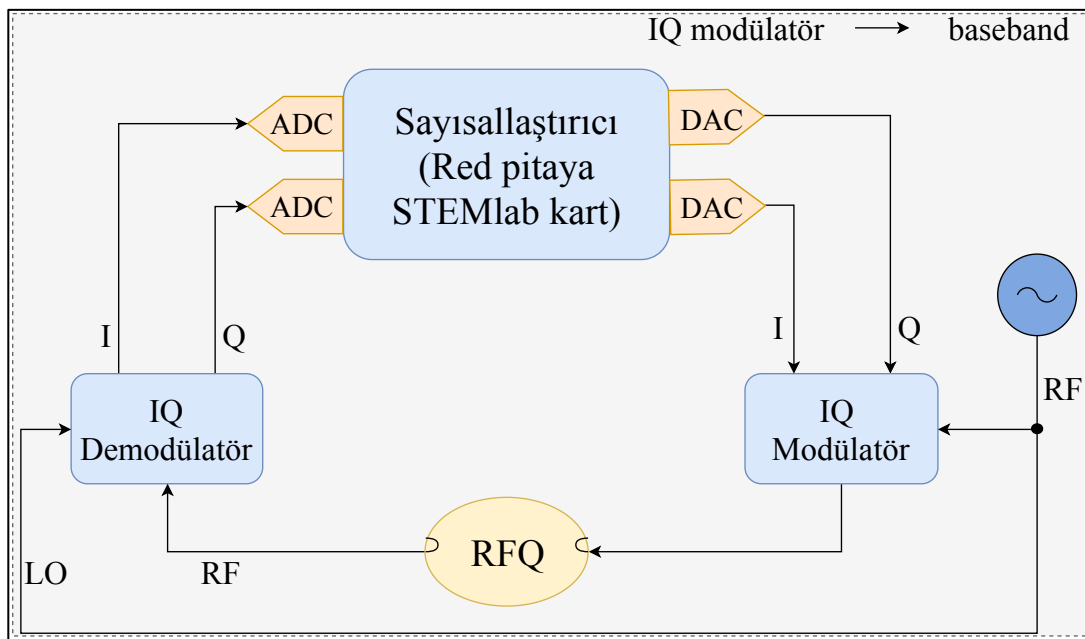
- ✓ *RF atma uzunluğu değerini ayarlama:* RF atma uzunluğunun en küçük değeriyle başlanır. J-PARC'da $50 \mu s$ ilk seçenek olarak seçilmiştir. $50 \mu s$ durumunda istenen maksimum RF güç değerine ulaştıktan sonra, RF atma uzunluğu J-PARC'daki operasyon değeri olan $600 \mu s$ değerine kadar kademeli olarak yükseltilmiştir. Bu nedenle, kovuk için gereken maksimum RF gücüne ulaşana kadar her RF atma uzunluğu değeri için koşullandırma işlemi tekrarlanır. Ayrıca, kovukta hala gaz boşalmasında bir artış varsa, atma uzunluğu yavaşça arttırılmalıdır. J-PARC'da, RF atma uzunluğu $50 \mu s$ ile başlayarak son değer olan $600 \mu s$ ($50 \mu s \rightarrow 100 \mu s \rightarrow 200 \mu s \rightarrow 400 \mu s \rightarrow 600 \mu s$) değerine kadar yükseltilmiştir.
- ✓ Güç genliği artışı için adım sayısı (FB genlik değeri olan 4000'e ulaşmak için güç artış adım değeri) ayarlanır. Özellikle koşullandırma işleminin ilk aşamasında mümkün olduğu kadar küçük seçilmelidir, güç kovuğa yavaşça aktarılmalıdır. J-PARC'da, koşullandırma işlemi sırasında bu değer genellikle 2 birim (FB genliği) olarak seçilmiştir.
- ✓ Başlangıç FB güç genliği ayarlanır. Genliğin en küçük değeri ile başlamak daha iyidir. J-PARC'da 100 seçilmiştir.
- ✓ Vakum seviyesi ayarlanır. Kilitleme vakum seviyesi, sistemi kontrol etmek için PC'de yazılan komut dosyasından ayarlanır ve belirlenen vakum seviyesinin üstüne

çıkıldığında DSRF sistemi durur. Vakum seviyesi başlangıçta $4,5 \times 10^{-6}$ Pa değerine ayarlanmıştır, ardından zamanla 5×10^{-6} Pa değerine değiştirilmiştir. DSRF kilitleme vakum seviyesi ayrıca DSRF PLC kontrol sisteminden 5×10^{-6} Pa değerine ayarlanır. Ayrıca, 1 saniyede 5 adet kıvılcım oluşursa, DSRF PLC sistemi devreye girerek RF otomatik olarak kapatılır (RF KAPALI durumu).

- ✓ RFQ içindeki vakum seviyesi ayarlanan değerden düşükse, güç genliği artırılır. J-PARC durumunda genlik, komut dosyası kullanılarak 2 birim olan adım sayısı ile otomatik olarak artırılır. RFQ içindeki vakum seviyesi ayarlanan değerden yüksekse, RF otomatik olarak KAPALI ve 1 saniye sonra AÇIK olur. Koşullandırma işlemi tekrar devam eder, DSRF sistemindeki RF anahtarı tarafından kontrol edilir.
- ✓ RFQ'da kıvılcım meydana gelirse güç genliği azaltılır. J-PARC durumunda, FB genlik değeri otomatik olarak yaklaşık 10 adım sayısı ile azaltılır. Bir süre azaltılan güç değerinde koşullandırma işlemi devam ettirilir ve güç daha sonra tekrar artırılır.
- ✓ Farklı RF atma uzunluğu değerlerine sahip her RF koşullandırma aşaması için x-ışını ölçümü kovuk yakınlarında farklı noktalarda tekrarlanır. Ölçüm, özellikle maksimum güce ulaşıldığında yapılır.
- ✓ RF sinyalleri Osiloskopta izlenir [P_i (V2), P_{yans} (V2), TK1 ve TK2].
- ✓ Kovuğun önemli parametreleri ayarlanır. Yansıtılan gücü en aza indirmek ve kovuk frekansını ayarlamak için su sıcaklığı (Tset) soğutma sisteminden ayarlanır. Her Tset için P_{yans} değerinin sabit kalması beklenir. Tset'e karşılık TK1, P_i ve P_{yans} (V2) ve VSWR (beta) değerleri için bir grafik çizilir. Minimum P_{yans} (V2) elde edildiğinde Tset değerine karar verilir, ardından sistem son Tset değerinde çalıştırılır. Tset değeri kademeli olarak arttırılmalıdır (örneğin 0,1 °C). RFQ'ya iletilen akan suyun Tset ve sıcaklığı için aynı değer elde edildiğinde, veriler alınır.
- ✓ Ek olarak, J-PARC RFQ II için operasyon değeri olan 600 μs ve 50 Hz (tekrarlama oranı) değerlerine en küçük kıvılcım oranı elde edilecek şekilde birkaç günlük koşullandırma işlemi ile ulaşılmıştır. RFQ II için nominal RF gücü %100 tank seviyesine karşılık gelen 330 kW'dır. RF koşullandırma işlemine 30 μs ve 25 Hz değerleri ile başlanmıştır. J-PARC RFQ III için aynı süreç tekrarlanmıştır ve %110 tank seviyesine karşılık gelen 460 kW güç değerine en küçük kıvılcım oranı ile ulaşılmıştır.

6.1.3. TAEK RFQ için önerilen DFB sistemi

Dijital DSRF sistemi, hızlandırma kovuklarının kontrolü için çok popülerdir. Bu sistem, kovuk içerisinde verimli demet hızlanması ve ayrıca kovuğun rezonans kontrolü için gerekli olan *RF alanının genliği ve fazı için düz bir sinyal elde etmek amacıyla* (RF alanının genlik ve fazını karakterize ve stabilize etme) kullanılmaktadır. RF güç kaynağının çıkış gerilimindeki dalgalanmaların giderilmesi gibi DSRF sistemini kullanmanın birkaç nedeni vardır. Spektrumda farklı frekanslara ve bazı tepe noktalarına sahip olan bu dalgalanmalar, kovuk geriliminin ideal RF fazını değiştirmekte ve güç kaynağı (J-PARC’da Klystron) çıkışında faz ve gerilim değişimine sebebiyet vermektedir. Bu nedenle, bu tür dalgalanmalardan kurtulmak için bir DFB sistemi tavsiye edilir. DSRF sisteminin kullanılmasının diğer nedenleri şunlardır; demet yüklenmesi (beam loading), hem atmalı hem de sürekli kipte çalışan hızlandırıcı sistemlerini etkileyen mikrofoni etkiler, Master Osilatörün (MO) faz gürültüsü ve sistemde sıcaklık ve nem kaymasıdır. Bu önemli nedenlerden dolayı, TAEK RFQ hızlandırıcısı için bir DSRF sisteminin gerekli olduğu düşünülmektedir. TAEK RFQ için demet akımı çok düşük olduğundan (μA mertebelerinde) FF_demet sistemine gerek yoktur, FF’in de (FF sinyali, kovuk için bilgisayar tarafından hazırlanan belli genlik ve zaman yapısında en iyi RF sinyalidir) içine dahil olacağı DFB sistemi kurulumu yeterli olacaktır. TAEK RFQ için önerilen DFB sistemi Şekil 6.2’de görüldüğü gibi tasarlanmıştır.



Şekil 6.2. TAEK RFQ için önerilen DFB sistemi

Kovuk üzerinde RF alıcıdan gelen sinyal, IQ demodulatör'den geçerek I ve Q bileşenlerine ayrılır. Bu sinyal daha sonra Sayısallaştırıcı ADC'de dijital sinyale dönüştürülür. Sayısallaştırıcı içerisinde gerekli DSRF hesapları yapılarak (RF alanı karakterize edilmesi) dijital sinyal DAC'da tekrar analog sinyale dönüştürülür, I ve Q bileşenlerine. Son olarak sinyal IQ modülatör'den geçerek elde edilen RF sinyali tekrar kovuğa iletilir. Bu döngü sonrasında kovukta demet hızlanması için uygun RF sinyali elde edilmiş olur. RFQ kovuk için tasarlanan DFB sistemindeki gerekli bileşenler:

- ✓ Red pitaya (RP) kart → STEMLAB 125-14 Kalibrasyon kiti (Red pitaya, 2019)
<https://www.redpitaya.com/p22/stemlab-125-14-calibrated-kit>
- 14-bit ADC → 2 kanallı (en yüksek $\pm 20V$), örnekleme hızı: 125MHz/s, bant genişliği (BG): 50MHz, SMA bağlantı
- 14-bit DAC → 2 kanallı (en yüksek $\pm 20V$), örnekleme hızı: 125MHz/s, BG: 50MHz, SMA bağlantı
- FPGA → Xilinx Zynq7010 SoC
- RAM → DDR RAM 512 MB (4 GB)
- Sistem belleği → 32 GB'a kadar Micro SD
- Konsol bağlantısı ve güç konektörü → Mikro USB
- Güç tüketimi → 5V, en yüksek 2A
- Bağlantı → Ethernet: 1Gbit (1000Base-T Ethernet konektörü), USB: USB 2.0

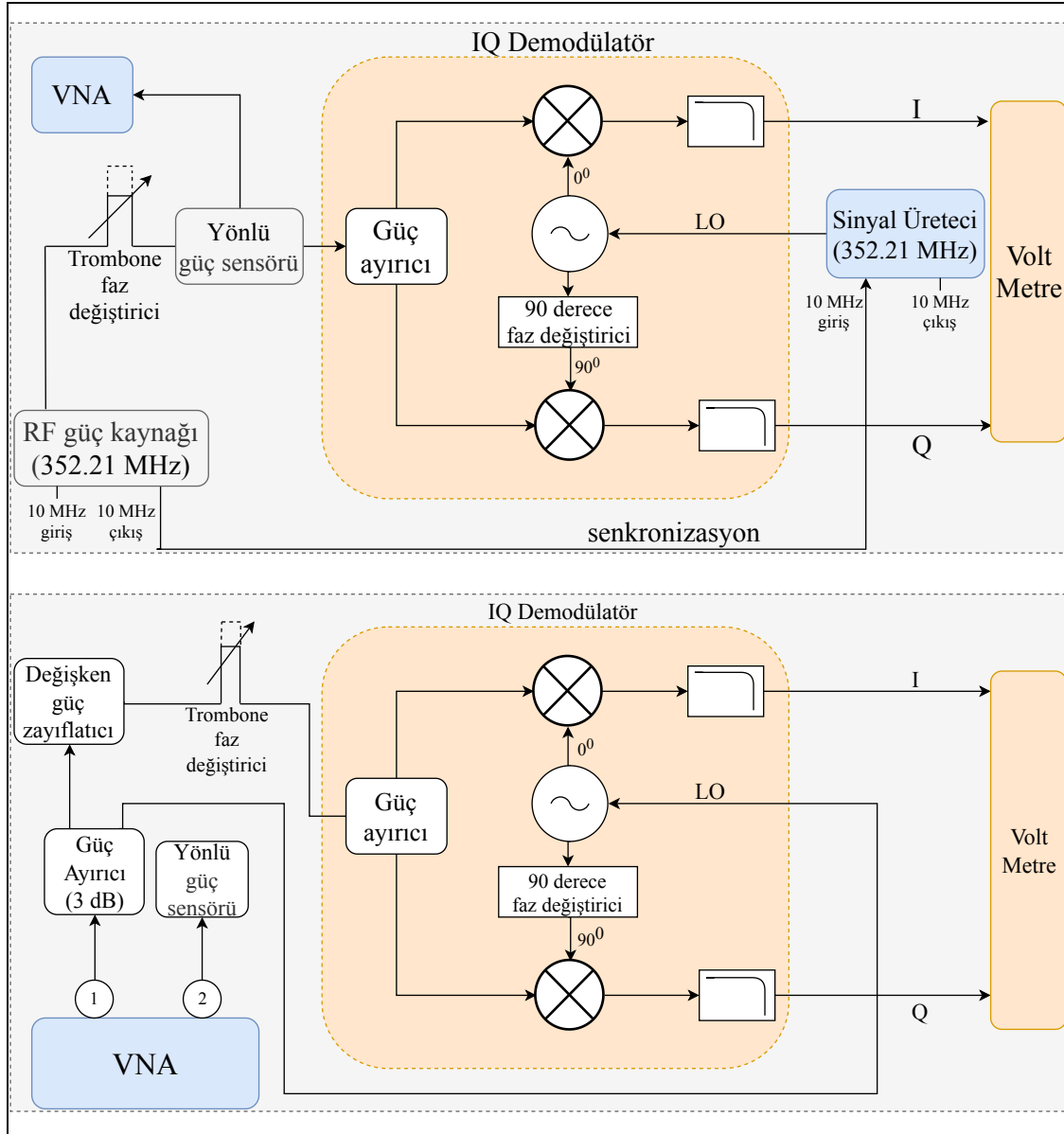
Yüksek performanslı DSRF kurulumu oluşturmak için tasarımıımızda yüksek performanslı, küçük boyutlu, düşük maliyetli, yeniden yapılandırılabilir enstrümantasyon ve açık kaynaklı RP STEMLab kartı tercih edilmiştir.

- ✓ IQ modülatör (DC1455A, demo kart, LTC5598IUF | 5MHz – 1.6GHz), RFQ'dan alınan analog sinyali I ve Q bileşenlerine ayırır. <https://www.arrow.com/en/reference-designs/dc1455a-demo-board-for-the-ltc5598iuf-5mhz-to-16ghz-i-qmodulator/9b527b54bb81a7235f4b5b03e063522d>
- ✓ IQ demodülatör (DC1670A, demo kart, LTC5584 | 30MHz – 1.4GHz), DAC'dan alınan I ve Q bileşenlerine sahip sinyali analog sinyale çevirir. <https://www.analog.com/en/design-center/evaluation-hardware-and-software/evaluation-boards-kits/dc1670a.html#eb-overview>
- ✓ RF sinyal üretici

Bu sistemde bileşenler arasındaki bağlantı için SMA RF bağlantı elemanlarının kullanılması önerilir. RFQ giriş-çıkış ve Sinyal üretici çıkışı için n-tipi eleman kullanılabilir. RP DFB sistemi için önerilen planlama ise aşağıdaki gibidir:

- IQ demodülatör düzeltilmesi
- Vivado yazılımının PC'ye yüklenmesi (Vivado, 2019)
<https://www.xilinx.com/support/download.html>
- LED AÇIK / KAPALI örneği (FPGA tanıtımı için)
- Bilgisayar üzerinden RP'ye bağlanma ve ADC değerinin okunması ve DAC çıktısı (ADC ve DAC testi)
<https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/quickStart/connect/connect.html>
- RP kartına Linux yüklenmesi (RP internet sitesi üzerinde SD kart hazırlanması anlatılmaktadır)
<https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/quickStart/SDcard/SDcard.html>
- Linux komutu ile RP üzerinde LED AÇIK / KAPALI (hafıza alanı testi)
- RP Linux üzerine EPICS yüklenmesi
<https://github.com/AustralianSynchrotron/redpitaya-epics>
- FPGA kaynak kodu / EPICS IOC'nin oluşturulması.

IQ demodülatör çıkışı (I: In-phase, Q: Quadrature) değerlerinin RF güç kaynağı veya VNA çıkış genliğine bağlı olarak doğrusal olması gerekir. Ayrıca DAC fazına bağlı olarak IQ demodülatör fazı (PHS2 ya da ϕ_2) ile Trombone faz değiştirici fazı (PHS1 ya da ϕ_1) arasındaki fark ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$) sabit olmalıdır (IQ demodülatör ayarı). Böyle olmadığı durumda IQ demodülatör ayarı kararlı değildir, ayarlamamanın bir hatası vardır, I ve Q değerleri düzeltilmelidir. TAEK RFQ için kullanılacak olan IQ demodülatör'ün düzeltilmesi için önerilen 2 farklı düzenek Şekil 6.3'de görülmektedir. Faz değiştiricide faz değiştirildikçe, yönlü güç sensörü üzerinden geçen ve VNA'den okunan güç sabit olmalıdır. IQ demodülatör ayarını bozacak iki çeşit hata vardır; i) Doğrusallık hatası (linearity error), ii) Dörtlü faz dengesi hatası (Quadrature phase balance error). Sistemde düz bir genlik ve faz farkı için IQ düzeltilmesi yapmak gerekir, bunun için bu hataların hesaplanması gerekir.



Şekil 6.3. DFB sistemi için IQ düzeltme seçenekleri. Üst: Düzenek – 1. Alt: Düzenek – 2

i. Doğrusallık hatasının hesabı (α):

$$\begin{pmatrix} I_m^{corr} \\ Q_m^{corr} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_m \\ Q_m \end{pmatrix} \rightarrow \text{Doğrusallık hatası}$$

$$I = I_m \text{ (en büyük)} = I_m^{corr} \quad (I_m = Q_m^{corr})$$

$$Q = \alpha \cdot Q_m \text{ (en büyük)} = Q_m^{corr}$$

$$\left. \begin{aligned} I &= A \cdot I_{meas} = A \cdot I_m \\ Q &= B \cdot Q_{meas} = B \cdot Q_m \end{aligned} \right\} \begin{aligned} I &= I_{meas} = I_m \\ Q &= B/A \cdot Q_{meas} = B/A \cdot Q_m = \alpha \cdot Q_m \end{aligned}$$

A, B: ölçülen ve düzeltilmiş I ve Q değerleri arasındaki faktörler

$$\alpha = B/A = I_m \text{ (en büyük)} / Q_m \text{ (en büyük)}$$

- I_m^{corr} ve Q_m^{corr} (bunlar ölçülen nicelikler) düzeltilen ve I_m ve Q_m ölçülen I ve Q değerleridir.
- En büyük I değeri (I_m), trombon faz kaydırıcısındaki faz değiştirilerek bulunabilir.
- Not. Faz önce geniş bir aralıkta değiştirilir. Daha sonra I'nın en büyük değerini elde edene kadar aralık daraltılır.
- Faz $\pi/2$ kadar değiştirilerek bu defa en büyük Q değeri (Q_m) bulunur ($Q = I + \pi/2$).
- Son olarak α değeri bulunur.

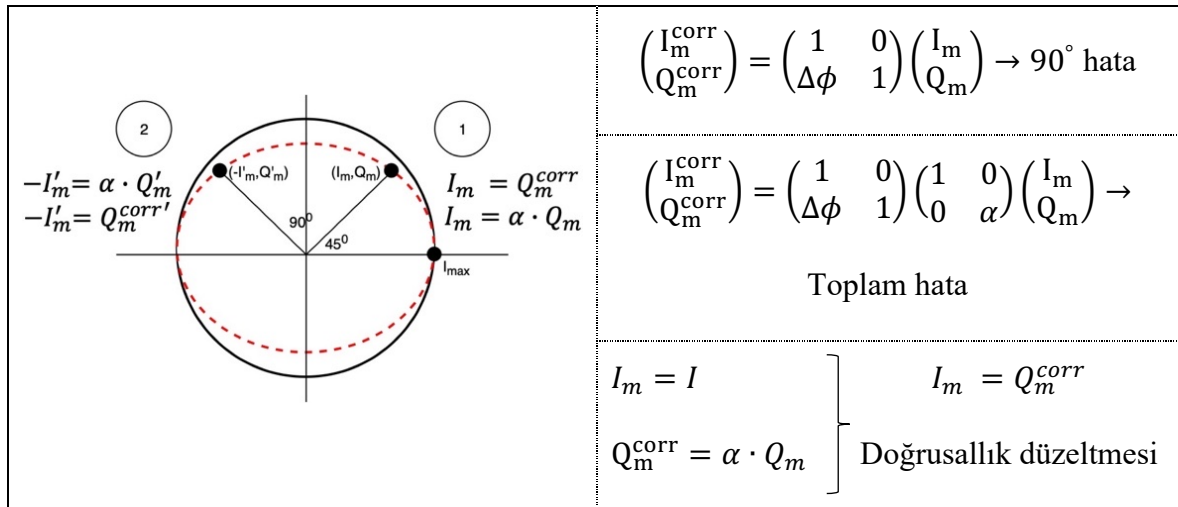
ii. Dörtlü faz dengesi hatası (90° hata), $\Delta\phi$ hesabı:

$$I = A \cdot \cos\phi = I_m = I_m^{corr}$$

$$-Q = A \cdot \cos(\phi + \pi/2 + \Delta\phi)$$

$$Q = A \cdot \sin(\phi + \Delta\phi) = A \cdot \sin(\phi) + A \cdot \cos(\phi) \cdot \Delta\phi$$

$$Q = Q_m + I_m \cdot \Delta\phi = Q_m^{corr}$$



Doğrusallık hatasının hesaplamasından sonra;

1	}	$I_m = Q_m^{corr}$ $Q_m^{corr} = Q_m + I_m \cdot \Delta\phi = Q_m + Q_m^{corr} \cdot \Delta\phi$ $-I'_m = Q_m^{corr'}$
---	---	--

$$\left. \begin{array}{c} \textcircled{2} \end{array} \right\} \begin{array}{l} Q_m^{corr'} = Q_m + I_m \cdot \Delta\phi \\ Q_m^{corr'} = Q_m + (-Q_m^{corr'}) \cdot \Delta\phi \end{array}$$

1 – 2 farkından;

$$Q_m^{corr} - Q_m^{corr'} = \Delta\phi (Q_m^{corr} + Q_m^{corr'})$$

$$\Delta\phi = \frac{Q_m^{corr} - Q_m^{corr'}}{(Q_m^{corr} + Q_m^{corr'})}$$

- İlk olarak 1 bölgesinde I'nın en büyük değerinin (I_m) elde edildiği faz değerine 45° eklenerek I değeri ölçülür. Aynı anda Q değeri de (Q_m) ölçülür. Daha sonra $Q_m^{corr} = \alpha \cdot Q_m$ eşitliği ile Q_m^{corr} bulunur. Eğer $Q_m^{corr} = I_m$ ise Q_m^{corr} not edilir, değilse bu eşitlik elde edilene kadar faz bir miktar değiştirilir.
- 2-bölgesinde; $Q_m^{corr} = I_m$ eşitliğinin elde edildiği faz değerine 90° eklenerek aynı işlem bu defa $-I'_m = Q_m^{corr'}$ eşitliği için tekrarlanır ve $Q_m^{corr'}$ ölçülür ve $\Delta\phi$, 90° hata değeri hesaplanır.

KAYNAKLAR

- Adamson, E. R. B. (1993). *Secondary electron emission coefficient from lexan: The low energy crossover*. Doctoral dissertation, Texas Technical University, 1993). Dissertation Abstracts International, 2039.
- Alacakir, A., Bolukdemir, S., Durukan, E., Karadeniz, H., Recepoglu, E., Cavlan, E., Unel, G. and Erhan, S. (2013). *Project PROMETHEUS: design and construction of a radio frequency quadrupole at TAEK*. Proceedings of the IBIC'13, Oxford UK.
- Alesini, D. (2011). Power coupling. Yellow Report CERN-2011-007, *Ebeltoft*, 125-147.
- Alvarez, L. W. (1946). The design of a proton linear accelerator. *Physical Review*, 70(9-10), 799-800.
- Amiranoff, F., Baton, S., Bernard, D., Cros, B., Descamps, D., Dorchies, F., and Miné, P. (1998). Observation of laser wakefield acceleration of electrons. *Physical Review Letters*, 81(5), 995.
- Amman, F. (1969). Electron positron storage rings: Status and present limitations. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Nuclear Science*, 16(3), 1073-1081.
- Baglin, V., Bojko, J., Scheuerlein, C., Gröbner, O., Taborrelli, M., Henrist, B. and Hilleret, N. (2000). *The secondary electron yield of technical materials and its variation with surface treatments*. Proceedings of EPAC2000, Vienna, Austria.
- Blewett, J. P. (1967). Proton synchrotrons for energies above 20 GeV. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Nuclear Science*, 14(3), 1204-1207.
- Brown, W. D. (Ed.). (1998). *Dielectric material integration for microelectronics*. New Jersey: The Electrochemical Society, 281-283.
- Burrill, A., Ross, M., Grassellino, A., Melnychuk, O., Zhao, L., Gonnella, D., and Davis, K. (2017). *Vertical test results for the LCLS-II 1.3 GHz first article cavities*. Proceedings of IPAC2017, Copenhagen, Denmark.
- Caldwell, A., and Wing, M. (2015). *VHEeP: A very high energy electron-proton collider based on proton-driven plasma wakefield acceleration*. DIS 2015 Workshop, Dallas, 7.
- Chao, A. W. and Tigner, M. (2002). *Handbook of accelerator physics and engineering*. Singapore: World Scientific Publishing, 385.
- Cicek, E., Bolukdemir M. H., Kilic, I., Yasatekin, B. and Alacakir, A. (2018). Electromagnetic simulations, manufacturing and low power measurements of a 352.21 MHz RF power coupler for the SANAEM RFQ project. *Journal of Instrumentation*, 13(10), 10005.

- Cicek, E., Bolukdemir, M. H., Kilic, I., Yasatekin, B., and Alacakir, A. (2018). A compact RF power coupler design for the SANAEM RFQ accelerator. *American Institute of Physics Conference Proceedings*, 2042, 020057.
- Collin, R. E. (2007). *Foundations for microwave engineering*. New York: John Wiley & Sons., 97-99, 531-540.
- Condon, E. U. (1941). Forced oscillations in cavity resonators. *Journal of Applied Physics*, 12(2), 129-132.
- Dapor, M. (2013). *Computer simulation of electron transport in solids with applications to materials analysis and characterization*. Doctoral dissertation, University of Trento, Italy, 124.
- Deffenbaugh, P. I., Rumpf, R. C. and Church, K. H. (2013). Broadband microwave frequency characterization of 3-D printed materials. *Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, 3(12), 2147-2155.
- Elder, F. R., Gurewitsch, A. M., Langmuir, R. V. and Pollock, H. C. (1947). A 70-Mev Synchrotron. *Journal of Applied Physics*, 18(9), 810-818.
- Esarey, E., Schroeder, C. B. and Leemans, W. P. (2009). Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 81(3), 1229.
- Gerigk, F., Giguët, J. M., Montesinos, E., Riffaud, B., Ugena Tirado, P. and Wegner, R. (2011). *The Linac4 power coupler*. Proceedings of 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC'11), San Sebastian, Spain.
- Gervaise, J., and Wilson, E. J. N. (1986). *High precision geodesy applied to CERN accelerators*. Proceedings of CERN Accelerator School. Applied Geodesy for Particle Accelerators. CERN, Geneva, 128-158.
- Geyer, R. G. (1990). Dielectric characterization and reference materials. Technical Note, NIST TN, Washington, DC, 1338.
- González, O., Vélez, A., Munoz, J. L., Bustinduy, I., Garmendia, N., Portilla, J., Etxebarria, V., Bermejo, F. J. (2011). *Electromagnetic simulations of the input power couplers for the ESS-Bilbao RFQ*. In Proceedings of IPAC2011, San Sebastian, Spain.
- Hettel, R. (2002). SPEAR 3 design report No. SLAC-R--609, INIS. Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, 609.
- Holmes, S., Moore, R. S., and Shiltsev, V. (2011). Overview of the Tevatron collider complex: goals, operations and performance. *Journal of Instrumentation*, 6(08), 8001.
- Internet: ADONE (*big AdA*) at Frascati National Laboratory (LNF) (1997). URL: <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/adone/>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- Internet: American Institute of Physics. (2019). Accelerators, 1945-1960. URL: <https://history.aip.org/phn/accelerators.html>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.

- İnternet: Berutti, P., Khabiboulline, T. and Romanov, G. (2014). Multipactor discharge in the PIP-II superconducting spoke resonators. Technical note TD-16-005, Technical Division, Fermilab, Batavia, Illinois. URL: <https://web.fnal.gov/organization/TDNotes/Shared%20Documents/2016%20Tech%20Notes/TD-16-005.pdf>, Son Erişim Tarihi: 14.02.2018.
- İnternet: Bieler, M. (2012). DESY: From high energy physics to synchrotron radiation. *Workshop on Accelerator Operations*, WAO2012, SLAC. URL: https://www.conf.slac.stanford.edu/wao2012/talks/Tue_Aug7/Bieler_HEPtoSyLi.pdf, Son Erişim Tarihi: 12.02.2018.
- İnternet: Brinkmann, R., Flöttmann, K., Roßbach, J., Schmüser, P., Walker, N., Weise, H. (2001). “DESY-Tesla Technical Design Report, Part II the Accelerator”. URL: https://flash.desy.de/sites2009/site_vuvfel/content/e1549/e1506/e1509/infoboxContent1511/partII.pdf, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Chart, S. (2019). Smith Chart. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Smith_chart, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Computer Simulation Technology (CST). (2018). "CST Microwave Studio", Framingham, Mass, U.S.A. URL: <https://www.cst.com>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Dassault Systèmes SolidWorks Corporation. (2016). "Solidworks, 2016", Waltham, Massachusetts, U.S.A. URL: <https://www.solidworks.com>, Son Erişim Tarihi: 11.11.2019.
- İnternet: Dellsperger, F. (2018). Smith-Chart Software and Related Documents URL: <https://www.fritz.dellsperger.net/smith.html>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Dôme, G. (1992). Basic RF theory, waveguides and cavities. URL: <http://cds.cern.ch/record/245420/files/p1.pdf>, Son Erişim Tarihi: 18.02.2018.
- İnternet: Esarey, E. and Schroeder, C. B. (2003). Physics of laser-driven plasma-based accelerators. LBNL Report, LBNL– 53510, 1-39. URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/843065>, Son Erişim Tarihi: 11.01.2018.
- İnternet: Experimental Physics and Industrial Control System (EPICS). (2019). Software tool for control system. URL: <https://epics-controls.org/resources-and-support/base/>, Son Erişim Tarihi: 12.10.2019.
- İnternet: Gilardoni, S., Manglunki, D., Burnet, J. P., Carli, C., Chanel, M., Garoby, R., and Küchler, D. (2013). Fifty years of the CERN Proton Synchrotron: Volume 2. *arXiv preprint arXiv:1309.6923*. URL: <https://arxiv.org/pdf/1309.6923.pdf>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: High Energy Accelerator Research Organization (KEK) (2019). Accelerator facility, Japan. URL: <https://www.kek.jp/en/>, Son Erişim Tarihi: 10.02.2020.
- İnternet: Hinterberger, F. (2006). Electrostatic accelerators. URL: <http://cds.cern.ch/record/1005042>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2018.

- İnternet: International Linear Collider (ILC). (2019). Specification of ILC accelerator. URL: https://ilchome.web.cern.ch/sites/ilchome.web.cern.ch/files/images/pdf/ILC_Accelerator_bynumbers.pdf, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Ischebeck, R. (2016). Accelerator R&D Towards Highest Energies, SWHEPPS, 2016-05-09. URL: https://ischebeck.net/presentations/Accelerator_RD_towards_highest_energies_SWHEPPS2016.pdf, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC). (2019). Linac facility publications. URL: <http://j-parc.jp/c/en/index.html>, Son Erişim Tarihi: 25.12.2019.
- İnternet: Kazakov, S., Steimel, J., Yakovlev, V., Pronitchev, O., Khabiboulline, T., and Poloubotko, V. (2014). Design of 162.5 MHz CW Main Coupler for RFQ. URL: <http://inspirehep.net/record/1363567/>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Kumar, R. (2010). BARC's CW Power Coupler at 325 MHz for IIFC. Indian Institutions and Fermilab Collaboration Meeting. URL: <https://indico.fnal.gov/contributionDisplay.py?contribId=26&sessionId=9&confId=3659>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Lombardi, A. M. (2006). The radio frequency quadrupole (RFQ). CAS – CERN Accelerator School and KVI: Specialised CAS Course on Small Accelerators. URL: <https://cds.cern.ch/record/1005049/files/p201.pdf>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Mega Industries. (2019). LLC, Gorham, ME, U.S.A. URL: <http://www.megaind.com>, Son Erişim Tarihi: 17.10.2019.
- İnternet: Möller, W. D. (2011). Design and technology of high-power couplers, with a special view on superconducting RF. URL: <https://arxiv.org/abs/1112.3221>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Parodi, R. F. (2011). Multipacting. *arXiv preprint arXiv:1112.2176*. URL: <https://arxiv.org/abs/1112.2176>, Son Erişim Tarihi: 17.12.2019.
- İnternet: Red pitaya kart. (2019). STEMLAB 125-14 Kalibrasyon kiti. URL: <https://www.redpitaya.com/p22/stemlab-125-14-calibrated-kit>, Son Erişim Tarihi: 26.12.2019.
- İnternet: Rohde & Schwarz GmbH & Co KG, Network Analyzer, Munich, Germany. URL: https://www.rohde-schwarz.com/lt/product/fsh-productstartpage_63493-8180.html, Son Erişim Tarihi: 10.12.2019.
- İnternet: Stanford Synchrotron Radiation Lightsource. (2019). SPEAR History, Experimental Facilities: The SPEAR Storage Ring. URL: <https://www-ssl.slac.stanford.edu/content/spear3/spear-history>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Thales Group. (2019). Neuilly-sur-Seine, France. URL: <https://www.thalesgroup.com/en>, Son Erişim Tarihi: 12.12.2019.

- İnternet: The European Organization for Nuclear Research (CERN). (1985). Scientific Information Service, Library Archive Open Access, CERN annual report .URL: <http://cds.cern.ch/record/1516853/files/Annual%20report%201985%20Volume%201.pdf>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: The European Organization for Nuclear Research (CERN). (2012). Document Server, The Large Electron – Positron (LEP) Collider. URL: <https://cds.cern.ch/record/1997351>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: The European Organization for Nuclear Research (CERN). (2019). Accelerating Science, Bevatron. URL: <https://timeline.web.cern.ch/bevatron-starts-berkeley-california>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: The European Organization for Nuclear Research (CERN). (2018). “The LINAC4 Project”. The LINAC4 Project webpage. URL: <http://linac4-project.web.cern.ch/linac4-project/>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: The Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). (2019). SLAC. URL: <https://www.slac.stanford.edu/gen/grad/GradHandbook/slac.html>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM). (2019). TARLA, Main Accelerator. URL: https://tarla.org.tr/?page_id=46, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK). (2019). Radyasyon ve Hızlandırıcı Teknolojileri Dairesi Başkanlığı (RHTDB). URL: <https://www.taek.gov.tr/tr/>. Son Erişim Tarihi: 03.01.2020.
- İnternet: Unel, G. (2015). Radio Frequency Quadrupole, ışıma sıklığı dörtüçlusu. Indico CERN. URL: <https://indico.cern.ch/event/335370/contributions/781793/>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Vretenar, M. (2006). Differences between electron and ion linacs. *CAS – CERN Accelerator School and KVI: Specialized CAS Course on Small Accelerators*, 179-199. URL: <https://cds.cern.ch/record/813710>, Son Erişim Tarihi: 17.05.2019.
- İnternet: Xilinx. (2019). Vivado (HW Developer), Vivado Design Suite 2017.2. URL: <https://www.xilinx.com/support/download.html>, Son erişim tarihi: 30.12.2019.
- Johnsen, K. (1973). *CERN intersecting storage rings (ISR)*. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, United States of America, 619.
- Jönsson, P. (2015). *High precision RF measurement for ESS cavity parameters*. Master’s Thesis, Lund University, Lund, Sweden, 12-15.
- Kaiser, K. L. (2005). *Electromagnetic shielding*. Florida: Crc Press, 34-38.
- Kang, Y. W. (1993). Fundamental mode rf power dissipated in a waveguide attached to an accelerating cavity (No. ANL/ASD/RP--79396). Argonne National Lab (ANL), ASD Report, *United States*, 1-9.

- Kapchinsky, I. M. and Teplyakov, V. A. (1969). A linear ion accelerator with spatially uniform hard focusing. *Pribery Tekhnika Eksperimenta*, 1970, 19-22.
- Katsouleas, T. (2008). Essay: Robert H. Siemann and plasma wakefield acceleration at SLAC. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 11(12), 120003.
- Kerst, D. W. (1941). The acceleration of electrons by magnetic induction. *Physical Review*, 60(1), 47.
- Kondo, Y. and Morishita, T. (2019). *Development of RFQs at J-PARC*. Proceedings of the 3rd International Symposium of Quantum Beam Science at Ibaraki University (ISQBSS2018), Ibaraki, Japan.
- Kondo, Y., Hasegawa, K., Morishita, T. and Naito, F. (2009, July). *Design of an RF coupler for the J-PARC RFQ*. Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting, JAEA, Tokai, Naka-gun, Ibaraki, Japan.
- Kondo, Y., Ueno, A., Ikegami, M. and Ikegami, K. (2004). *Particle Distributions at the exit of the J-PARC RFQ*. Proceedings of LINAC2004, Lübeck, Germany.
- Koser, D. (2015). *Design of normal-conducting rebuncher cavities for the MYRRHA injector linac*, Master's Thesis, Institute of Applied Physics IAP University of Frankfurt, Germany, 56-58.
- Kulipanov, G. N., Mezentsev, N. A. and Pindyurin, V. F. (2016). Synchrotron radiation in Novosibirsk: The first 13 years. *Journal of Structural Chemistry*, 57(7), 1277-1287.
- Kurennoy, S. (2013). *Electromagnetic modeling of RF drive in the LANSCE DTL*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, WEPFI079.
- Liew, E., Malaysia, M. C. F., Malaysia, S. A., Okubo, T. A., Sudo, T., Hosoi, T., ... Kuwako, F. (2014). *Signal transmission loss due to copper surface roughness in high-frequency region*. Proceedings of IPC - Association Connecting Electronics Industries, Las Vegas, USA.
- Livingston, M. S. (1975). *The history of the cyclotron*. Seventh International Conference on Cyclotrons and their Applications, Birkhäuser, Basel, 635-638.
- Maebara, S. (2010). *Design of an RF input coupler for the IFMIF/EVEDA RFQ LINAC*. Proceedings of IPAC2010. Kyoto, Japan.
- Miano, G. and Maffucci, A. (2001). *Transmission lines and lumped circuits: fundamentals and applications*. California: Academic Press, 193.
- Morishita, T. Kondo, Y., Oguri, H., Hasegawa, K., Kawamata, H., Naito, F., and Sugimura, T. (2015). *Fabrication and operating stability of the RFQs in J-PARC*. International Workshop on Breakdown Science and High Gradient Technology (HG 2015), Beijing, China.
- Morishita, T., Kondo, Y., Hasegawa, K., Sugimura, T., Kawamata, H., Naito, F. (2012). *Development of new RFQs for J-PARC*. International Workshop on Breakdown Science and High Gradient Technology, Tsukuba, Japan.

- Muggli, P., Blue, B. E., Clayton, C. E., Decker, F. J., Deng, D., Dodd, E. S., and Joshi, C. (2003, June). *Plasma wakefield acceleration experiments with 28.5 GeV electron and positron beams*. International Conference on Plasma Science (ICOPS 2003), Jeju.
- Nishikawa, T., Ozaki, S., and Kimura, Y. (1983). Tristan project and KEK activities, *Surveys in High Energy Physics*, 3(4), 161-194.
- Padamsee, H., Knobloch, J., and Hays, T. (2008). *RF superconductivity for accelerators*. New York: Wiley-vch, 85.
- Pozar, D. M. (2012). *Microwave engineering* (4th edition), Hoboken: John Wiley & Sons, 20-67, 79-181, 231-261.
- Romanov, G. (2008). *Simulation of multipacting in HINS accelerating structures with CST particle studio*. Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada.
- Scharf, W. (1986). *Particle accelerators and their uses*. Florida: CRC Press, 12.
- Schulz, C. (2004). *Verification of a multipacting computer code and analysis of a rf test cavity*. Doctoral dissertation, Berlin University, Berlin, 13-21.
- Shafqat, N., Gerigk, F., and Wegner, R. (2015). *Multipacting Simulations of Tuner-adjustable waveguide coupler (TaCo) with CST*. Pakistan Atomic Energy Commission, Islamabad, Pakistan.
- Skrinsky, A. (1995). *Accelerator field development at Novosibirsk (history, status, prospects)*. Proceedings Particle Accelerator Conference, Dallas, America.
- Sobenin N. P., and Zverev B. V. (1993). *Electrodynamic characteristics of accelerating cavities*. Russia: Moscow Engineering Physics Institute, 89-94.
- Somersalo, E., Proch, D., Sarvas, J., and Ylä-Oijala, P. (1998). Computational methods for analyzing electron multipacting in RF structures. *Particle Accelerators*, 59, 107-141.
- Suharyanto, Yamano, Y., Kobayashi, S., Michizono, S., Saito, Y. (2006). Secondary electron emission and surface charging evaluation of alumina ceramics and sapphire. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 13(1), 72.
- Teichert, J., Büchner, A., Büttig, H., Gabriel, F., Michel, P., Möller, K., Lehnert, U., Schneider, C., Stephan, J. and Winter, A. (2006). RF status of superconducting module development suitable for CW operation: ELBE cryostats. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 557(1), 239-242.
- Turemen, G. (2019). *Radyo frekans dört kutuplu proton hızlandırıcı sisteminin tasarımı, üretimi ve testleri*. Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 76.
- Turemen, G., Akgun, Y., Alacakir, A., Kilic, I., Yasatekin, B., Ergenlik, E., and Cicek, E. (2017). Pulsed beam tests at the SANAEM RFQ beamline. *Journal of Physics: Conference Series*, 874(2017), 012045.

- Turemen, G., Ogur, S., Ahiska, F., Yasatekin, B., Cicek, E., Ozbey, A., and Alacakir, A. (2017). Design and manufacture of the RF power supply and RF transmission line for SANAEM project Prometheus. *Journal of Instrumentation*, 12(08), 8011.
- Turemen, G., Yasatekin, B., Ogur, S., Yildiz, V., Mete, O., Oz, S., and Alacakir, A. (2015). *Current status of the SANAEM RFQ accelerator beamline*. Proceedings of the International Beam Instrumentation Conference, Busan, Korea.
- Wangler, T. P. (2008). *RF linear accelerators* (2nd edition). London: Wiley Books, 135-148, 159-162.
- Weingarten, W. (1984). *Electron loading*. Geneva: Switzerland, 551–582.
- Wendt, M. (2017). *RF measurement concepts*. RF technologies, Joint-US-CERN-Japan-Russia International Accelerator School, Hayama, Kanagawa, Japan.
- Westphal, W. B. and Sils, A. (1980). Dielectric constant and loss data. Air Force Materials Laboratory No. AFML-TR-72-39. *Ohio, United States*, 19, 43-52.
- Wilson, E. (2001). *An introduction to particle accelerators*. Oxford: Oxford University Press, 1-4.
- Winick, H., and Doniach, S. (2012). *Synchrotron radiation research*. New York: Springer Science & Business Media, 6.
- Wolf, G. E. (1980). *Selected topics on e^+e^- physics*. Proceedings of the JINR-CERN School of Physics, Dobogókő, Hungary.
- Zhang, B. (2005). *The progress report on RF superconductivity at Peking University*. Proceedings of the 12th International Workshop on RF Superconductivity, Ithaca, New York.

EKLER

EK-1. İletim hatları ve dalga kılavuzlarının özeti

Çizelge E.1. Genel iletim hatlarının ve dalga kılavuzlarının karşılaştırılması (Pozar, 2012: 158).

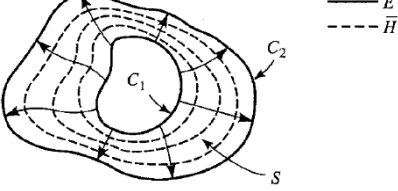
Özellik	Eşeksenli	Dalga kılavuzu	Şerit hattı	Mikro şerit hattı
*Kipler: Tercih edilen	TEM	TE_{10}	TEM	TEM-benzeri
Diğer	TM, TE	TM, TE	TM, TE	Hibrit TM, TE
Dağılma	Yok	Orta	Yok	Düşük
Bant genişliği	Yüksek	Düşük	Yüksek	Yüksek
Kayıp	Orta	Düşük	Yüksek	Yüksek
Güç kapasitesi	Orta	Yüksek	Düşük	Düşük
Fiziksel boyut	Büyük	Büyük	Orta	Küçük
Üretilme kolaylığı	Orta	Orta	Kolay	Kolay
**Entegre edilmesi	Zor	Zor	Orta	Kolay

*Hatlar ve kılavuzlar hangi tür dalgaları (TEM, TM ve TE) taşıdıklarına göre sınıflandırılır. TM ve TE dalgaları dağılmaya uğrar ve genellikle sıfırdan farklı kesim frekansına sahiptir ve TEM dalgaları dağılmaz ve kesim frekansına sahip olmadıkları görülür.

**Diğer cihazlarla (aktif veya pasif) entegre edilebilmesi özelliği.

EK-2. İletim hattı parametreleri

Çizelge E.2. İletim hattı parametreleri

 $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ alanlarının içeren 1m uzunluklu TEM iletim hattı. S, hattın dik yüzey kesit alanıdır. İletkenler arasındaki gerilim $V_0 e^{\pm j\beta z}$ ve akım $I_0 e^{\pm j\beta z}$ olsun.	
Hatta depolanan enerjinin zamanda ortalaması	$W_m = \frac{\mu}{4} \int_S \vec{H} \cdot \vec{H}^* ds$ $W_m = L I_0 ^2/4 \text{ (hattaki akım cinsinden)}$
Birim uzunluk başına öz endüktans	$L = \frac{\mu}{ I_0 ^2} \int_S \vec{H} \cdot \vec{H}^* ds \text{ (H/m)}$
Birim uzunluk başına depolanan elektrik enerjinin zamanda ortalaması	$W_e = \frac{\epsilon}{4} \int_S \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds$ $W_e = C V_0 ^2/4 \text{ (hattaki gerilim cinsinden)}$
Birim uzunluk başına kapasitans	$C = \frac{\epsilon}{ V_0 ^2} \int_S \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds \text{ (F/m)}$
Birim uzunluk başına güç kaybı	$P_c = \frac{R_s}{2} \int_{C_1+C_2} \vec{H} \cdot \vec{H}^* dl$ $P_c = R I_0 ^2/2$ $C_1 + C_2 \rightarrow$ iletken sınırları içindeki integral yolları $R_s = 1/\sigma\delta_s$ (iletkenlerin yüzey direnci)
Hattın birim uzunluğu başına R seri direnci	$R = \frac{R_s}{ I_0 ^2} \int_{C_1+C_2} \vec{H} \cdot \vec{H}^* dl \text{ (}\Omega/\text{m)}$
Birim uzunluk başına harcanan gücün zamanda ortalaması	$P_d = \frac{\omega\epsilon''}{2} \int_{C_1+C_2} \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds$ $(P_d = G V_0 ^2/2 \text{ (devre teorisi)})$
Birim uzunluk başına paralel iletkenlik	$G = \frac{\omega\epsilon''}{ V_0 ^2} \int_S \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds \text{ (S/m)}$

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : Çiçek, Ersin
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 22.12.1986, Iğdır
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 05058504811
 e-mail : ersincicek76@gmail.com



Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Doktora	Gazi Üniversitesi / Fen Bilimleri Enstitüsü	Devam ediyor
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi / Fen Bilimleri Enstitüsü	2013
Lisans	Ege Üniversitesi / Fen Fakültesi	2009
Lise	Iğdır Anadolu Lisesi	2005

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2018-2019	KEK/J – PARC, Japonya	Misafir Araştırmacı
2018-Halen	Siirt Üniversitesi	Araştırma Görevlisi
2013 Ocak-Nisan	HZDR – ELBE, Almanya	Misafir Araştırmacı
2011-2018	Gazi Üniversitesi	Araştırma Görevlisi
2010-2011	Siirt Üniversitesi	Araştırma Görevlisi
2009	Ege Üniversitesi Hastanesi	Stajyer

Yabancı Dil

İngilizce (Üst orta düzey), Japonca (Temel), Azerice (Orta düzey)

Yayınlar

Akkurt, N., Algin, E., Cicek, E., and Unel, N. G. (2018). Design and simulation of an RFQ cold-model. *American Institute of Physics Conference Proceedings*, 2042, 020062.

- Cicek, E. Olgac, Y. Bolukdemir, A. S. Yasatekin, B. Kilic, I. Bolukdemir, M. H. Alacakir, A. *DESIGN of a 352.21 MHz RF POWER COUPLER for the SANAEM RFQ*. 4th International conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT'18), Book of Abstracts, Antalya, Turkey, 61
- Cicek, E., Bolukdemir, M. H., Kilic, I., Yasatekin, B., and Alacakir, A. (2018). A compact RF power coupler design for the SANAEM RFQ accelerator. *American Institute of Physics Conference Proceedings*, 2042, 020057.
- Cicek, E., Bolukdemir, M. H., Kilic, I., Yasatekin, B., and Alacakir, A. (2018). Electromagnetic simulations, manufacturing and low power measurements of a 352.21 MHz RF power coupler for the SANAEM RFQ project. *Journal of Instrumentation*, 13(10), T10005.
- Nakazawa, Y. Inuma, H. Iwashita, Y. Iwata, Y. Otani, M. Kawamura, N. Kitamura, R. Kondo, Y. Saito, N. Sue, Y. Hasegawa, K. Hayashizaki, N. Mibe, T. Morishita, T. Yasuda, H. Yamazaki, T. Yoshida, M. Yotsuzuka, M. Ersin, C. (2019). Development of RF Input Coupler for Inter-Digital H-Mode Drift-Tube Linac Prototype with Alternative Phase Focusing in Muon Linac. *Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (PASJ2019)*, Chiba, Japan.
- Turemen, G., Akgun, Y., Alacakir, A., Kilic, I., Yasatekin, B., Ergenlik, E., and Cicek, E. (2017, July). Pulsed beam tests at the SANAEM RFQ beamline. *Journal of Physics: Conference Series*, 874(2017), 012045.
- Turemen, G., Ogur, S., Ahiska, F., Yasatekin, B., Cicek, E., Ozbey, A., and Alacakir, A. (2017). Design and manufacture of the RF power supply and RF transmission line for SANAEM project Prometheus. *Journal of Instrumentation*, 12(08), P08011.

Ödüller/Burslar

1. CERN Accelerator School (CAS), *Genç Araştırmacı Ödülü*, RF Applications, Hayama, Kanagawa, Japonya, Ekim 2017.
2. *En iyi sunum ödülü*, 4th International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT-2018), 2018.
3. *Yurt dışı araştırma bursu*, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK), Bilim İnsanı Destekleme Daire Başkanlığı (BİDEB) tarafından finanse edilen 2214A-Yurt Dışı Doktora Sırası Araştırma Burs, 2018 Aralık – 2019 Aralık.

Proje Çalışmaları

1. Muon LINAC for muon g-2/EDM experiment, KEK, JAPONYA, 2019 – Devam ediyor, Araştırmacı.
2. 352.2 MHz frekansında çalışan bir hızlandırıcı kovuğu için bir bağdaştırıcı tasarımı ve analizi, Gazi Üniversitesi BAP, 2018-2019, Araştırmacı.
3. SANAEM RFQ Proton Hızlandırıcı Kovuğunun Yenilenmesi, TAEK-RHTDB, 2018-2019, Araştırmacı.

4. 1-5 MeV RF Kovuklu Proton Hızlandırıcısı Tasarımı ve Üretimi, TAEK-RHTDB, TAEK-RHTDB, 2012 – 2016, Araştırmacı.
5. Türk Hızlandırıcı Merkezi Projesi (THM), Proton Hızlandırıcısı Alt Grubu, Kalkınma Bakanlığı, 2010 – 2015, Araştırmacı.

Hobiler

Spor (koşu, tenis, yüzme, takım sporları), müzik dinleme, seyahat, satranç ve fotoğrafçılık.



GAZİ GELECEKTİR..