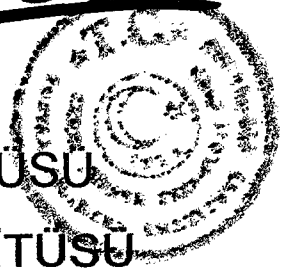


171064



T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ  
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİLTRE RADYOMETRESİNİN TASARIMI  
KARAKTERİZASYONU VE DETEKTÖR  
TABANLI ULUSAL TAYFSAL IŞINIM  
DÜZEYİ ÖLÇEĞİNİN KURULMASI

Murat DURAK  
DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI  
Yrd.Doç.Dr. M. Hasan ASLAN

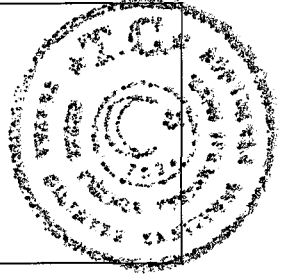
GEBZE

2005



**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ  
ENSTİTÜSÜ**

**DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU**



Murat DURAK'ın tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 20.06.2005 Tarih ve 2005/22 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

**JÜRİ**

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Yrd. Doç. Dr. M. Hasan ASLAN

ÜYE

: Doç. Dr. Engin BAŞARAN

ÜYE

: Doç. Dr. Necati ECEVİT

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Yüksel KÖSEOĞLU

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Yusuf YERLİ

**ONAY**

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun  
15.08.2005 Tarih ve 2005/27 sayılı kararı.

İMZA MÜHÜR



## ÖZET

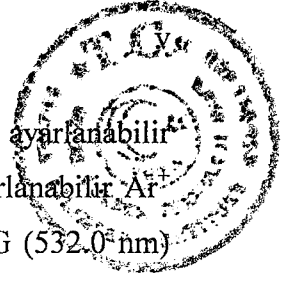


Optik ölçümlerin doğruluğu ölçeklerin oluşturulmasında kullanılan cihaz ve tekniklerle doğrudan bağlantılıdır. Elektriksel yerine koyma düşük sıcaklık radyometresinin (ESCR) geliştirilmesi bilim adamlarına optik ölçümleri daha doğru olarak gerçekleştirme olanağı sağlamıştır. Bu sayede optik güç  $1 \times 10^{-4}$  seviyesinde belirsizlikle ölçülebilir duruma gelmiştir. Bu doğruluk optik ölçümlere son dönemlerde geliştirilmiş tuzak detektörler kullanılarak transfer edilmiştir. Bu detektörler optik radyometrideki spektral duyarlılık, spektral ışıma, spektral ışıyım düzeyi ölçeklerinin gerçekleştirilmesi ve bu ölçeklerin test detektörler üzerinden transferi için kullanılır. Bu sayede izlenebilirlik zinciri kısaltılmış olur ve spektral ışıyım düzeyi, ışık şiddeti, ve aydınlık düzeyi birimleri filtre radyometreler kullanılarak düşük belirsizlikle oluşturulmuş olur.

Bu birimlerin oluşturulması ve bir yüksek sıcaklık siyah cisminin spektral ışıması ve sıcaklığının belirlenmesi amacıyla laboratuarda yansıtma tip tuzak detektör temelli filtre radyometreler tasarlanmıştır. Bu çalışmada geliştirilen filtre radyometreler kullanılarak TUBİTAK-Ulusal Metroloji Enstitüsü (UME) optik standartları laboratuvarında yapılan birincil seviye fotometrik ve radyometrik birimlerin oluşturma çalışmaları aktarılmaktadır.

Çalışmanın başlangıcında tayfsal olarak kalibreli tuzak detektör, spektral geçirgenliği ölçülmüş filtre ve alanı bilinen foto aralıktan oluşan filtre radyometresinin tasarımı hakkında bilgiler verilmektedir. Filtre radyometrenin komple karakterizasyonu bu sıralamada gerçekleştirilmiştir. İlk olarak homojenlik, polarizasyon bağımlılığı, doğrusallıktan sapma, ve yansıtma ölçümlerinden oluşan optik karakterizasyon ölçümleri geliştirilen sistemler kullanılarak sağlanmıştır.

Metrolojik uygulamalarda kullanmak amacıyla filtre radyometrelerin mutlak duyarlılıkları 360 nm ile 900 nm dalga boyları aralığında mutlak olarak belirlenmiştir. Bu amaç için elektriksel yerine koyma düşük sıcaklık radyometre



sistemi ve yoğunluğu kararlaştırılmış dikey polarize sabit (632.8 nm) ve ayarlanabilir (543.2 nm, 593.8 nm, 604.5 nm, 611.7 nm ve 639.9 nm) He-Ne, ayarlanabilir Ar<sup>+</sup> (457.1 nm, 488.0 nm and 514.5 nm) gaz lazeri ve çiftlenmiş Nd:YAG (532.0 nm) katı hal lazerleri kullanılmıştır. Spektral duyarlılık ölçeği ise fiziksel modeller kullanılarak belirtilen dalga boyu aralığında elde edilmiştir.

Zamana bağlı olarak sıcaklık kararlılığı filtre radyometreler için en temel özelliklerden biridir. Bundan dolayı filtre radyometrenin ön bakır modülünün sıcaklık kararlılığı zamana bağlı olarak gözlemlenmiş ve geliştirilmiş olan Labview yazılım temelli program kullanılarak kaydedilmiştir. Foto aralıkların efektif alanları geliştirilmiş olan optik temelli ölçüm sistemi kullanılarak  $1.6 \times 10^{-4}$  belirsizlikle belirlenmiştir. Filtrelerin spektral geçirgenliklerinin ölçülmesi amacıyla otomatik geçirgenlik sistemi kullanılmıştır.

286 nm ile 901 nm dalga boyu aralığında spektral ışıyım düzeyi ölçeğini oluşturmak amacıyla bir teknik geliştirilmiştir. Referans standart olarak kullanılmak üzere FEL tip kuvars halojen lambalar için özel olarak tasarlanmış soğutucu sistem yapılmış ve lambalar yaşlandırılmıştır. Bu metot da filtre radyometrenin düşük sıcaklık radyometresine doğrudan izlenebilirliği, görülür ve yakın kızılötesi bölgedeki ölçümlerde önemli avantajlar sağlamaktadır. Lamba filamanı ile foto aralık yüzeyi arasındaki interferometrik mesafe ölçüm sistemi ise kurulan sistemin diğer bir avantajıdır. Spektral ışıyım düzeyi ölçümlerindeki genişletilmiş belirsizlik ( $k=2$ ) 400 nm dalga boyunun üzerinde % 0.6 düzeyindeyken morötesi bölgede bu değerler % 1.5 ile % 2.3 arasındadır.

Işık şiddeti birimi kandela  $2.88 \times 10^{-3}$  genişletilmiş belirsizlikle oluşturulmuş ve fotometrik ölçek detektör temelli teknik kullanılarak yüksek doğrulukla kurulmuştur. Kandela biriminin gerçekleştirilmesi optik düzeneğe geleneksel Osram Wi41/G tip gaz boşalmalı ışık kaynakları ve laboratuvar tarafından geliştirilmiş filtre radyometreler kullanılarak sağlanmıştır.



## SUMMARY

Accuracy of the radiometric measurements depends directly on the techniques and devices used in the realization of the scales. The development of the electrical substitution cryogenic radiometer (ESCR) allowed the scientists to make more accurate optical measurement. Hence measurement of optical power can be made with an uncertainty of about  $1 \times 10^{-4}$ . This accuracy can be transferred to optical calibrations by the developed trap detectors. These detectors are used for the realization of spectral responsivity, spectral radiance, spectral irradiance scales in optical radiometry and transferring the scales to test detectors because of their important optical properties. Consequently the traceability chain is shortened and realization of units of spectral irradiance, luminous intensity and illuminance can be obtained with the lowest uncertainties by using filter radiometers.

For the realization of these units and for the determination of the temperature and spectral radiance of a high-temperature black body, reflection type trap detector based filter radiometers have been constructed in the laboratory. In this study, primary realization studies of photometric and radiometric quantities performed at TÜBİTAK-Ulusal Metroloji Enstitüsü Optical Standards Laboratory by using developed filter radiometers are presented.

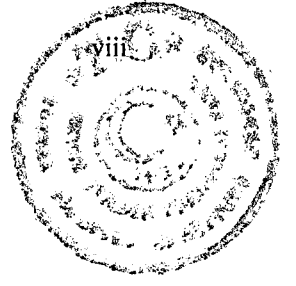
At the beginning, the design of the developed filter radiometer that consists of a spectrally calibrated trap detector, a filter with measured transmittance and an aperture with known area are described. Complete characterization of the filter radiometer was performed with this order. First, Optical characterization studies of the trap detector, which are uniformity, polarization sensitivity, non-linearity and reflectance measurement were obtained by using the established systems. Absolute responsivities of filter radiometers have been determined between 360 and 900 nm wavelength ranges to use them in applications of metrology. For this purpose, electrical substitution-cryogenic radiometer system and intensity stabilized vertically polarized fixed (632.8 nm) and tuneable (543.2 nm, 593.8 nm, 604.5 nm, 611.7 nm

and 639.9 nm) He-Ne and tuneable  $\text{Ar}^+$  (457.1 nm, 488.0 nm and 514.5 nm) gas lasers and a doubled Nd:YAG (532.0 nm) solid state laser were used. The spectral responsivity scale was determined by using physical models.

Temperature stability versus time is one of the main important features for the filter radiometers. Therefore, stability of the copper front-module of filter radiometer was observed for performance testing. Changes of the temperature were observed and recorded automatically by using developed Labview based software during operating time. Effective areas of the apertures were attained with an uncertainty of  $1.6 \times 10^{-4}$  by using established optical based measurement set-up. An automated spectral-transmittance measurement facility was used for measuring of the spectral transmittance of filters.

A technique is introduced for realizing spectral irradiance in the range between 286 nm to 901 nm. FEL-type quartz halogen lamps were seasoned to be used as reference standards. In this method, direct traceability of the radiometer to the cryogenic radiometer gives an important advantage in the visible and the near infrared region. Another advantage of this system is the measurement procedure of distance between the lamp filament and aperture surface of the filter radiometer. The expanded uncertainty ( $k=2$ ) of spectral irradiance measurement is between 2.3 % and 1.5 % in the UV region, while the uncertainty is of order 0.6 % above 400 nm.

Luminous intensity unit of candela was realized with an expanded uncertainty of  $2.88 \times 10^{-3}$  and photometric scale was re-established depending on this detector-based realization. Candela realization was performed on optical bench using traditional Osram Wi41/G type incandescent light source and the developed filter-radiometer.



## TEŞEKKÜR

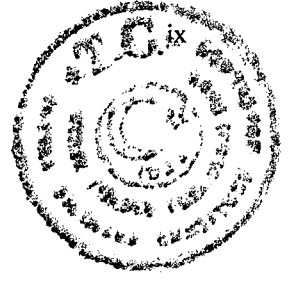
Tez çalışmam sırasında benden hiçbir yardımını ve desteğini esirgemeyen, beni sürekli olarak çalışmaya teşvik eden Sayın Hocam Yrd. Doç. Dr. M.Hasan ASLAN'a teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Bütün tez çalışması boyunca benden desteklerini, yardımlarını ve önerilerini esirgemeyen çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Tez çalışması boyunca, benden hiçbir yardımını ve desteğini esirgemeyen ve her türlü problemime katlanan sevgili eşime ve kızıma da ayrıca teşekkür ederim.

Bana yardımcı olan herkese minnet borçluyum. Teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER DİZİNİ



|                                |      |
|--------------------------------|------|
| ÖZET                           | iv   |
| SUMMARY                        | vi   |
| TEŞEKKÜR                       | viii |
| İÇİNDEKİLER DİZİNİ             | ix   |
| SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ | xi   |
| ŞEKİLLER DİZİNİ                | xii  |
| ÇİZELGELER DİZİNİ              | xiv  |

|                                                         |    |
|---------------------------------------------------------|----|
| 1. GİRİŞ                                                | 1  |
| 2. Filtre Radyometresinin Tasarımı ve Karakterizasyonu  | 4  |
| 2.1. Tuzak Detektörün Yapısı                            | 6  |
| 2.2. Yarı İletken Diyotların Temel Yapısı               | 7  |
| 2.3. Silikon Atomunun Yapısı                            | 9  |
| 2.4. Tuzak Detektör Karakterizasyon Ölçümleri           | 13 |
| 2.4.1. Homojenlik Ölçümleri                             | 13 |
| 2.4.2. Doğrusallık Ölçümleri                            | 17 |
| 2.4.3. Polarizasyon Bağımlılık Ölçümleri                | 19 |
| 2.5. Duyarlılık Ölçümleri                               | 20 |
| 2.5.1. Mutlak Güç ve Duyarlılık Ölçümleri               | 21 |
| 2.5.2. Mutlak Duyarlılık Ölçümleri                      | 26 |
| 2.5.3. Yansıtma Ölçümleri                               | 27 |
| 2.6. Sıcaklık Kararlılığının Analiz Edilmesi            | 34 |
| 2.7. Foto-aralık Alan Ölçüm Sistemi                     | 35 |
| 2.8. Filtrelerin Spektral Geçirgenlikleri               | 38 |
| 3. Işınım Standardının Belirlenmesi                     | 41 |
| 3.1. Siyah Cisim Işıması                                | 41 |
| 3.2. Işınım Standardının Oluşturulması ve Test Edilmesi | 45 |
| 4. Ulusal Işınım Düzeyi Ölçeğinin Oluşturulması         | 48 |
| 4.1. Hesaplama Prensibi                                 | 49 |
| 4.2. Belirsizlik Bütçesinin Oluşturulması               | 53 |



5. Monokromatörün Verimlilik Kalibrasyonu

6. Işık Şiddeti Biriminin Oluşturulması

6.1. Işık Şiddeti Birimi Kandela'nın Metrolojik Tanımı

6.2. Kandela'nın Fiziksel ve Matematiksel Çıkarımı

6.3. Fotometre Başlığı

6.4. Tayfsal güç dağılım ölçümleri

6.5. Işık Şiddeti Ölçümleri

60

62

64

66

7. SONUÇLAR

68

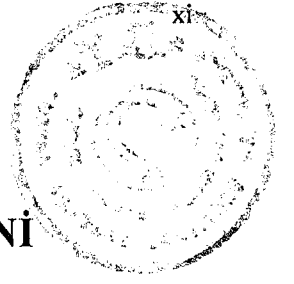
KAYNAKLAR

71

ÖZGEÇMİŞ

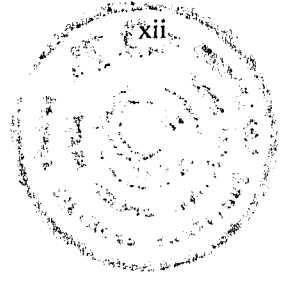
78





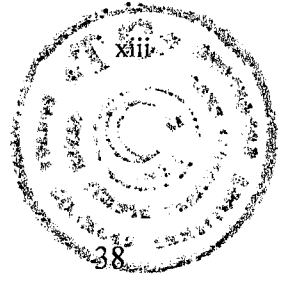
## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

|                   |                                                      |
|-------------------|------------------------------------------------------|
| FR                | Filtre Radyometresi                                  |
| CIE               | Commission Internationale de l'Eclairage             |
| TD                | Tuzak Detektör                                       |
| c                 | Işık Hızı                                            |
| ESCR              | Elektriksel Yerine Koyma Düşük Sıcaklık Radyometresi |
| UV                | Morötesi                                             |
| IR                | Kızılötesi                                           |
| NTC               | Negative Temperature Coefficient                     |
| CCD               | Charge Coupled Device                                |
| A                 | Akım                                                 |
| V                 | Volt                                                 |
| SI                | Systeme International d'Unites                       |
| TÜBİTAK           | Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu          |
| UME               | Ulusal Metroloji Enstitüsü                           |
| $R_\lambda$       | Duyarlılık                                           |
| DMM               | Dijital Multimetre                                   |
| $\phi$            | Işınım Akısı                                         |
| $\lambda$         | Dalgaboyu                                            |
| EOM               | Elektro-optik Modülatör                              |
| RhFe              | Rodyum-Demir                                         |
| $\rho(\lambda)$   | Yansıma                                              |
| $\delta(\lambda)$ | İç Kuantum Eksikliği                                 |
| n                 | Kırınım indisi                                       |
| IQE               | İçsel Kuantum Verimi                                 |
| u                 | Birleşik belirsizlik                                 |
| U                 | Toplam belirsizlik                                   |
| ECPR              | Elektriksel kalibreli payro-elektrik radyometre      |

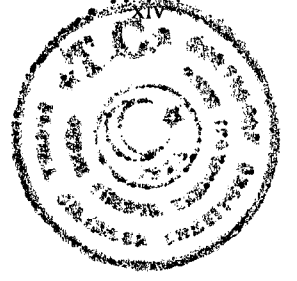


## ŞEKİLLER DİZİNİ

| Şekil                                                                                                 | Sayfa |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 2.1. Filtre Radyometresi                                                                              | 4     |
| 2.2. Filtre Radyometresinin Fotoğrafik Gösterimi                                                      | 5     |
| 2.3. Tuzak detektörün yapısı                                                                          | 7     |
| 2.4. Fotodiyot p-n kavşak durumu                                                                      | 8     |
| 2.5. Silikon atomun yapısı                                                                            | 10    |
| 2.6. Silikon atomun basitleştirilmiş modeli                                                           | 10    |
| 2.7. Silikon atomlarının kovalent bağ oluşturulması                                                   | 11    |
| 2.8. Silikonun n-tipi katkılanması                                                                    | 12    |
| 2.9. Silikonun p-tipi katkılanması                                                                    | 13    |
| 2.10. Lazer Işınım Kararlaştırıcı Optik Düzenek                                                       | 14    |
| 2.11. Lazerin çıkış profilleri                                                                        | 15    |
| 2.12. Kararlaştırıcı sistem kullanılmadığı durumda lazer sinyalinin değişimi                          | 16    |
| 2.13. Kararlaştırıcı sistem kullanıldığı durumda lazer sinyalinin değişimi                            | 16    |
| 2.14. Filtre radyometresinin homojenlik haritası                                                      | 17    |
| 2.15. Filtre radyometresinin doğrusallıktan sapması                                                   | 19    |
| 2.16. Filtre radyometresinin polarizasyon bağımlılığı                                                 | 20    |
| 2.17. Mutlak güç ve mutlak duyarlılık ölçüm sistemi                                                   | 21    |
| 2.18. Lazer temelli yansıtma ölçüm düzeneği                                                           | 27    |
| 2.19. Silikon fotodiyot temelli tuzak detektörün tayfsal yansıtması                                   | 28    |
| 2.20. Bir tuzak detektörün deneysel içsel kuantum verimleri                                           | 31    |
| 2.21. Bir tuzak detektörün FR 25.0-2 içsel kuantum veriminin dalga boyunun fonksiyonu olarak değişimi | 32    |
| 2.22. ECPR sistemin duyarlılık ölçümü                                                                 | 33    |
| 2.23. Filtre radyometresinin sıcaklık kararlılığı                                                     | 34    |
| 2.24. Filtre yüzeyindeki sıcaklık değişimi                                                            | 35    |
| 2.25. Foto-aralık alan ölçüm düzeneği                                                                 | 36    |



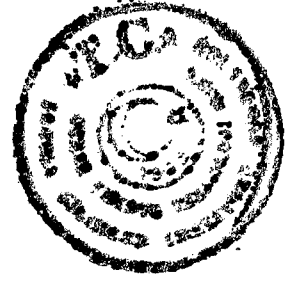
|                                                                              |    |
|------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.26. Foto aralığının iki boyutlu görünümü                                   | 38 |
| 2.27. Filtre geçirgenlik ölçüm düzeneği                                      | 39 |
| 2.28. Filtrelerin tayfsal geçirgenlik karakteristikleri                      | 40 |
| 3.1. Bir oyuk yapısının şematik gösterimi                                    | 43 |
| 3.2. Değişik sıcaklıklarda siyah cismin ışıma tayf dağılımı                  | 44 |
| 3.3. Siyah cismin şematik gösterimi                                          | 45 |
| 3.4. Tayfsal Işınlam Düzeyi Standardı                                        | 46 |
| 3.5. Yaşlandırma prosesi süresince lamba akım ve ışınlam kararlılığı         | 46 |
| 3.6. Lamba akımındaki dalgalanmalar                                          | 47 |
| 4.1. Işınlam Düzeyi Ölçüm Sistemi                                            | 48 |
| 4.2. Lambaların Standart Işınlam Düzeyi Değerleri                            | 52 |
| 4.3. Fotometrik ve Radyometrik Ölçümler İçin İzlenebilirlik Zinciri          | 56 |
| 5.1. Monokromatör Kalibrasyon Sistemi                                        | 57 |
| 6.1. $V(\lambda)$ filtrenin geçirgenliğinin sıcaklıkla değişimi              | 63 |
| 6.2. Göreceli Tayfsal Duyarlılık                                             | 63 |
| 6.3. $V(\lambda)$ nın $S_{rel}(\lambda)$ ile göreceli olarak karşılaştırması | 64 |
| 6.4. Osram Wi41/G tip lambanın normalize spektral güç dağılımı               | 65 |
| 6.5. Işık şiddeti birimi için izlenebilirlik zinciri                         | 66 |



## ÇİZELGELER DİZİNİ

| Çizelge                                                                                          | Sayfa |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 2.1., Düşük sıcaklık radyometresi ile ölçülen lazer güçlerinin belirsizliği                      | 25    |
| 2.2., Üç filtre radyometrenin ölçülen $\delta(\lambda)$ ve $\rho(\lambda)$ belirsizlik değerleri | 29    |
| 4.1., Tayfsal ışıınım düzeyi ölçümlerinin belirsizlik bütçesi                                    | 54    |
| 6.1., Işık şiddeti birimi kandelanın belirsizlik bütçesi                                         | 67    |





# 1. GİRİŞ

Teknolojinin birçok alanında yüksek doğruluklu optik ölçümlere gereksinim duyulmaktadır. Bu gereksinimlerin karşılanması ve ölçümlerin güvenilirliğinin artırılması amacıyla standart metotlara uygun yeni cihazlar ve teknikler geliştirilmektedir. Geliştirilen bu cihaz ve teknikler kullanılarak gerçekleştirilen tüm ölçümlerin doğrulukları, ulusal standartlara izlenebilirlikleri ile orantılıdır [1]. Dolayısıyla ulusal standart laboratuvarların birincil seviye ölçeklerini oluşturma aşamasında elde ettikleri belirsizlik değerleri, sanayideki uygulamaların doğruluğunu da etkilemektedir.

Optik birimler için temel ölçeklerin oluşturulması detektör temelli ve kaynak temelli olmak üzere iki farklı metotla sağlanır [2, 3]. Detektör temelli ve kaynak temelli ölçümlerdeki en temel cihazlar sırasıyla elektriksel yerine koyma düşük sıcaklık radyometreleri (ESCR) ve yüksek sıcaklıklı siyah cisimlerdir [4-8]. Bu iki metot karşılaştırıldığında; detektör temelli tekniğin daha düşük belirsizlik ve daha kısa izlenebilirlik zinciri olmak üzere iki önemli avantaja sahip olduğu görülür [9].

Optik ölçümler için birincil seviye standart olan düşük standart radyometresi optik güç ölçümlerini lazer dalga boylarında gerçekleştirmek amacıyla kullanılmaktadır [10]. Lazerlerin optik gücünün ölçülmesinin ardından aynı dalga boylarında detektörlerin mutlak duyarlılıkları elde edilir [11]. 200-1100 nm dalga boyu aralığında  $10^{-13}$  W/cm<sup>2</sup> den 10 mW/cm<sup>2</sup> ışınım seviyesine yüksek tayfsal duyarlılığı sahip silikon detektörler optik uygulamalarda kullanım için iyi bir seçimdir [12]. Yarı iletken teknolojilerindeki gelişmeler aynı zamanda radyometrik ve fotometrik ölçümlerin doğruluklarının artması anlamına gelmektedir. Yüksek kararlılığa, çok hızlı tepki zamanına, teorik olarak belirlenebilen tayfsal duyarlılığa ve yüksek içsel kuantum verimine sahip SiO<sub>2</sub> kaplı silikon fotodiyotların yakın ve kızılötesi bölge için mutlak detektör olarak kullanılabileceği 1979 yılında Geist tarafından göstermiştir [13, 14]. İlerleyen yıllarda, detektör yüzeyinden yansıyan ışınımı minimize etmek amacıyla tuzak detektörler geliştirilmiştir [15]. Bu yapıda p

tabaka yarıiletken üzerine n tabaka yarıiletken kaplanarak oluşturulan silikon fotodiyotlar üçlü ve dörtlü kombinasyonla bir araya getirilmiştir [16]. Son yıllarda n tabaka üzerine p tabaka kaplanarak oluşturulan camsız Hamamatsu 1337-11 tipi silikon fotodiyotlardan meydana gelen yansıtma tipi tuzak detektörler, tayfsal duyarlılık standardı olarak ulusal metroloji enstitüleri tarafından kullanılmaya başlanmıştır [17, 18].

Optik radyometri ve fotometride ışıyım kaynağı olarak kullanılan en temel cihazlar; siyah cisimler ve tungsten filamanlı lambalardır [19, 20]. Bu ışıyım kaynaklarının dalga boyuna bağılı güç dağılımını belirlemek ve radyometrik ölçekleri birincil seviyede oluşturmak amacıyla üç adet filtre radyometresi tasarlanmıştır [21].

Bu çalışma, TÜBİTAK-Ulusal Metroloji Enstitüsü Optik laboratuvarında yürütölmekte olan ulusal ışıyım düzeyi ve yedi temel ölçüm biriminden biri olan ışıyık şiddeti birimi Kandela' nın birincil seviyede oluşturulması araştırmalarını kapsamaktadır. Bu kapsamda ilk olarak filtre radyometresini oluşturan tuzak detektör, filtre ve foto-aralığın karakterizasyon ölçümleri aktarılmaktadır. Çalışmanın başlangıcında filtre radyometresinin yapısı tuzak detektörünün doğrusallığı, yansıtması, polarizasyona bağımlılığı, yüzey üzerindeki algılama duyarlılık haritalarının çıkarılması ve tayfsal duyarlılık ölçüm sonuçları aktarılmaktadır.

Filtrelerin dalga boyu geçirgenlikleri sıcaklık değişimine bağılı olarak önemli derecede değişiklik gösterebilmektedir. Bu değişikliklerin hassas olarak tespit edilmesi ve filtrelerin sıcaklıkları kararlı sistemler içerisinde kullanılması gerekmektedir. Bu bağlamda, filtre radyometre cihazının ve bakır modölünün içerisine yerleştirilmiş bir filtrenin yüzeyinin sıcaklık kararlılıkları test edilmiştir. Filtre radyometresinin giriş alanını belirleyen foto-aralığın aktif alanı, laboratuarda kurulmuş olan optik düzenek kullanılarak  $1.6 \times 10^{-4}$  belirsizlikle elde edilmiştir. Işıyım düzeyi ve ışıyık şiddeti birimlerinin oluşturulması sırasında kullanılmak üzere merkez geçirgenlik dalga boyları 291 nm ve 906 nm aralığında değişen on bir adet filtrenin geçirgenliği ölçölmüştür.

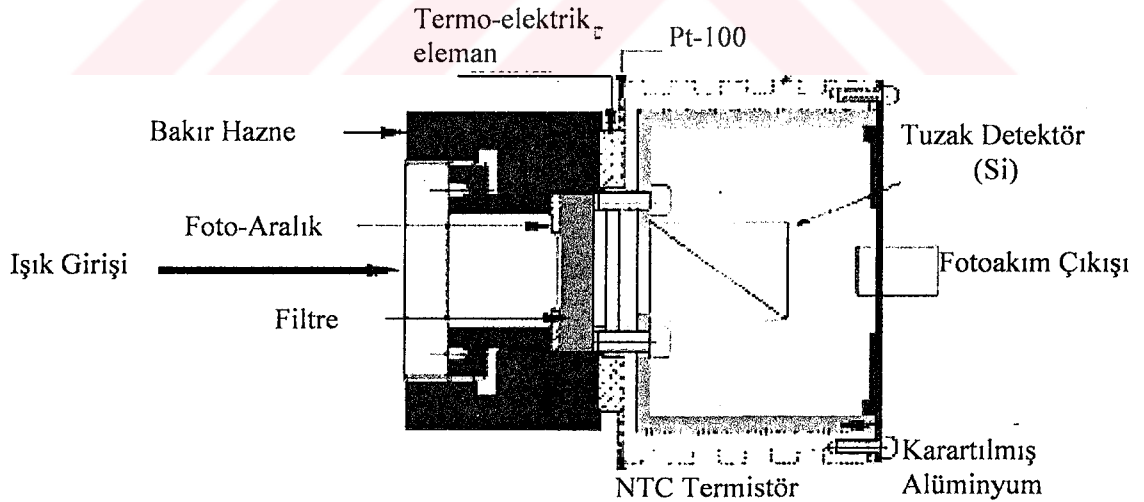
Bu çalışma kapsamında ayrıca nominal elektriksel gücü 1000 W olan FEL tip tungsten halojen lambaların yaşlandırma ve karakterizasyon ölçümleri gerçekleştirilmiştir [22]. Bu tip lambaların tayfsal güç dağılımı eğrisi siyah cisim ışımasına yakın olduğundan tayfsal ışıyım düzeyi standardı olarak kullanılmaları uygundur [23]. Bu sayede radyometrik izlenebilirlik zinciri içerisinde sağlam bir bağ kurulabilir.

Karakterizasyon işlemlerinin ardından ışıyım düzeyi ölçeğinin oluşturulması amacıyla gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmalar sunulmaktadır. Tezin son bölümünde ise yedi temel ölçüm biriminden biri olan ışık şiddeti birimi Kandela' nın birincil seviyede oluşturulması çalışmaları aktarılmaktadır.



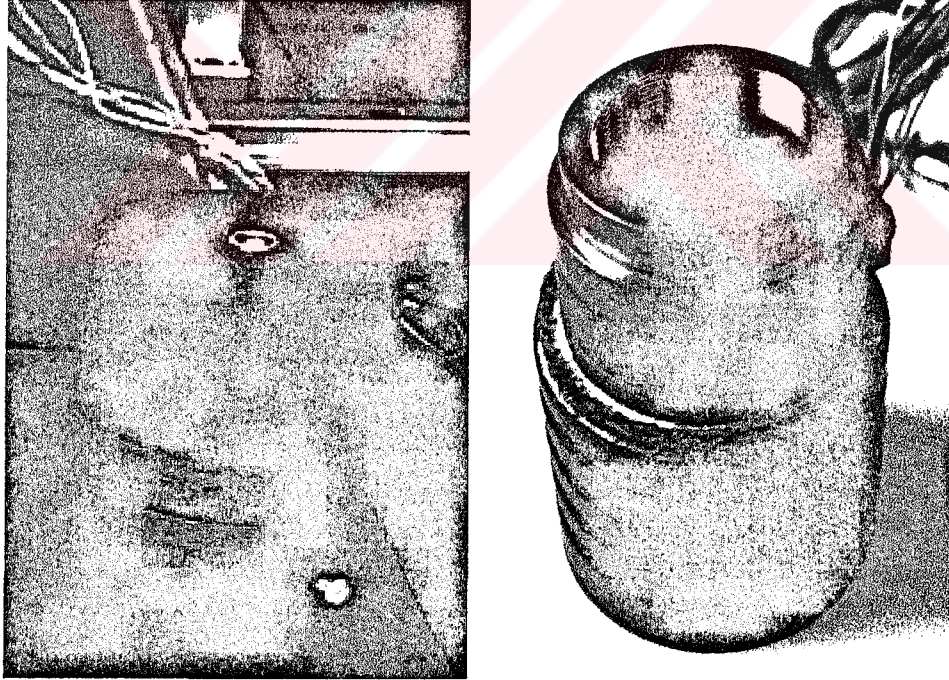
## 2. Filtre Radyometresinin Tasarımı ve Karakterizasyonu

Temel olarak filtre radyometresi cihazı, tayfsal olarak kalibreli tuzak detektör, dalgaboyuna bağlı geçirgenliği ölçülmüş filtre ve alanı bilinen foto aralıktan oluşmaktadır [21, 24]. Filtre radyometresinin algılama alanını belirleyen foto aralık  $0.1 \text{ cm}^2$  alana sahiptir ve cihazın en dış kısmına yerleştirilir. Tuzak detektör üzerine gelecek ışık aralığını belirleyen filtre sabit bir sıcaklıkta tutulur. Bu işlem için filtre sıcaklığı dairesel termoelektrik *peltier* eleman ile kontrol edilen bakırdan yapılmış hazne içerisine yerleştirilmiştir. Filtre radyometresinin şematik ve foto gösterimleri şekil 2.1. ve şekil 2.2.' de verilmektedir. Radyometre haznesinin sıcaklığını ölçmek ve sıcaklık kontrolü için geri dönüşüm sinyali sağlamak amacıyla birer adet *Pt-100* ve *NTC* (Negative Temperature Coefficient) sıcaklık sensörü kullanılmıştır. Her iki sıcaklık sensöründe kullanılmadan önce sıcaklık standartları laboratuvarı tarafından  $10^\circ\text{C} - 45^\circ\text{C}$  sıcaklık aralığında kalibre edilmiştir. *Peltier* elemanın diğer yüzeyi ise siyah kaplı ve soğutma kanallı alüminyum hazneye bağlanmıştır.



Şekil 2.1., Filtre Radyometresi

Alüminyum hazne içerisine, plastik bir kılıf ile yalıtılmış tuzak detektör yerleştirilmiştir. Üç fotodiyot birbirine elektriksel olarak paralel bağlanmıştır. Tuzak detektörü akım gerilim yükseltecine bağlamak amacıyla düşük gürültü etkisine sahip 2-pin LEMO bağlantı elemanı kullanılmıştır. Burada kullanılmakta olan yansıtma tipi tuzak detektör, üç adet Hamamatsu S1337-11 tipi silikon fotodiyottan oluşmaktadır [25]. Bu tip fotodiyotların sıcaklık duyarlılıklarının  $0.002 / ^\circ\text{C}$  den daha az olduğu önceki çalışmalarda belirlenmişti [26-28]. Bu nedenle tuzak detektör sıcaklık kontrollü hazne içerisine yerleştirilmemiştir. Tek fotodiyot kullanımı yerine düşük yansıtma sahip tuzak detektör kullanılmasıyla filtre radyometresi içerisindeki iç yansımalarla doğabilecek etkiler de minimize edilmiştir. Ayrıca filtre radyometresinin tasarımı, tuzak detektör ile filtreyi birbirinden ayrılabilir ve bağımsız olarak da karakterize edilebilecek şekilde yapılmıştır.



Şekil 2.2., Filtre Radyometresinin Fotoğrafik Gösterimi

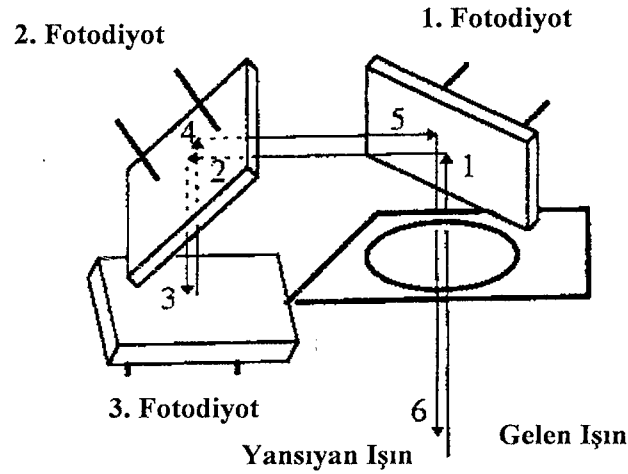
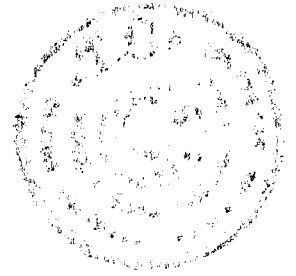
Filtre radyometresini, optikteki temel birimlerin oluşturulmasında transfer standardı olarak kullanabilmek için karakterize etmek gerekir. Bu işlem için filtre radyometresini oluşturan bileşenler teker teker incelenerek gerekli karakterizasyon çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Bu amaç için kurulan deney düzenekleri ve yapılan işlemler ilerleyen bölümlerde sırasıyla aktarılmaktadır.

## 2.1. Tuzak Detektörün Yapısı

Laboratuarda tasarladığımız üç fotodiyottan oluşan yansıtma tip tuzak detektör bir fotodiyottan yansıyan optik ışınının diğer fotodiyotlar ile yolunun kesilmesi prensibi ile çalışır [17]. Filtre radyometresinin algılayıcı kısmını teşkil eden tuzak detektörün yapısı şekil 2.3.' de görülmektedir. Sistem 10 mm x 10 mm boyutlarında üç adet Hamamatsu S1337-11 tipi silikon fotodiyottan oluşmaktadır. Bu düzenlemede tuzak detektör üzerine düşen ışınım beş yansımadan sonra tuzak detektörün giriş deliğinden ayrılır. Birinci, ikinci, dördüncü ve beşinci yansımalar için gelme açısı  $45^\circ$  ve üçüncü yansıma için  $0^\circ$  dir. Tuzak detektörün duyarlılığının gelen ışığın polarizasyonuna duyarlı olmaması için ikinci ve dördüncü yansımalar birinci ve beşinci yansımaların yüzeyine ortagonaldır. Fotodiyotlar 8 mm giriş deliği olan bir metal kabin içerisine monte edilmiştir. Tuzak detektörün doğrusallığı  $300 \mu W$  optik güce kadar, % 0.01 seviyesindedir. Sıcaklık değişimine duyarlılığı çok azdır (% 0.02 / K<) ve uzaysal homojenliğe sahiptir (1 mm çapındaki ışık için değişim % 0.02<).

Tuzak Detektörün başlıca optik özellikleri şu şekilde sıralanabilir;

- i. Kararlı duyarlık
- ii. Düşük geri yansıma
- iii. Dış kuvantum verimi: 1
- iv. Polarizasyon bağımsızlığı
- v. Doğrusallık ( 1 mW' a kadar % 0.01<)

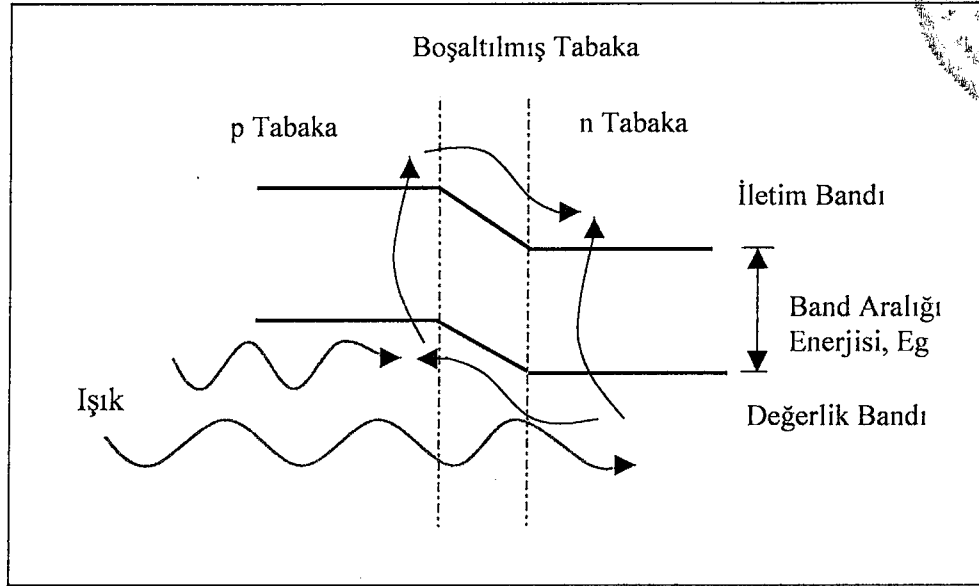


Şekil 2.3., Tuzak detektörün yapısı.

## 2.2. Yarı İletken Diyotların Temel Yapısı

Yarı iletken diyotlar, pn yüzey eklem (jonksiyon) diyotlar ve nokta temaslı diyotlar olmak üzere iki ana grupta toplanır. Yarı iletken diyotlar, ilk olarak nokta temaslı kristal diyot halinde kullanıma girmiştir. Zamanla bunların yerini yüzey eklem diyotlar almıştır. pn yüzey eklem diyot, p ve n tipi kristallerin, özel yöntemler ile ard arda birleştirilmesi yoluyla elde edilir.

Bir yarı iletken aygıtta elektron potansiyeli ayrı ayrı potansiyel kuyuları yerine iletim bandı ve değerlik bandı olarak tanımlanabilir [29]. Elektronları içeren en yüksek enerji seviyesi Fermi seviyesi olarak adlandırılır (şekil 2.4.).



Şekil 2.4., Fotodiyot p-n eklem durumu

Fermi seviyesi, ağırlıklı olarak taşıyıcıların deşikler (hole) olduğu durumda değerlik bandının kenarında, taşıyıcıların ağırlıklı olarak elektronlar olduğu durumda ise iletim bandının kenarında yer alır [30]. Birinci durum p tipi yarı iletken ikinci durum n tipi yarı iletken olarak adlandırılır. Üzerine düşen ışık bant aralığı boyunca elektronları uyarabildiği ve foto akım oluşturduğu için bu malzeme optiksel algılama açısından uygundur. p-n fotodiyot kristal tabakaların üst üste kaplanması ile oluşturulan bir fotoiletken aygıttır. Farklı band yapılarındaki her tabaka ana malzemeye safsızlık eklenerek elde edilir. Tabakaların katkılanması ile oluşturulan bu düzenleme, en üstte p tipi orta tabakada katkılanmamış ve en altta n tipi tabaka olarak gerçekleştirilir. Ara-yüzdeki potansiyeldeki değişim akım akışının yönünü belirler. Bu potansiyel eğimi, eklem bölgesini elektron ve deşiklerden oluşan yük taşıyıcılarından ayıklar ve sonuç olarak iletim bandının bükülmesine neden olur.

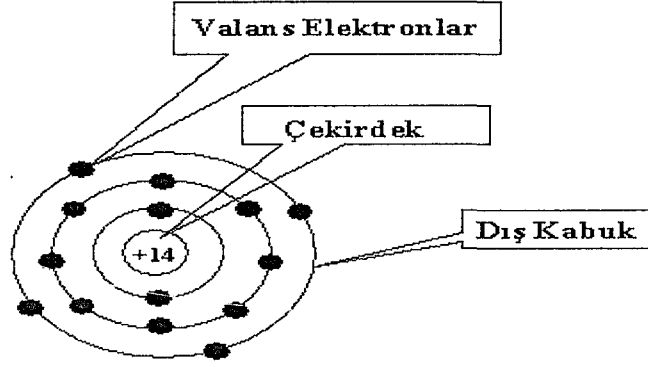
Yoğunluk eğiminden dolayı elektronların n tipi bölgeden p tipi bölgeye doğru yayılması ve deşiklerin p tipi bölgeden n tipi bölgeye doğru yayılması kavşak üzerinde bir voltaj oluşturur. Elektron ve deşiklerin n ve p bölgeleri arasındaki karşılıklı yayılması ile kavşak üzerinde serbest taşıyıcıların olmadığı bir bölge oluşur. Bu bölgeye boşaltılmış (depletion) bölge denir. Boşaltılmış bölge üzerinde oluşan potansiyel farkı sonucu kavşakta maksimum değerinde bir elektrik alan oluşur. Boşaltılmış bölge dışarısında ise elektrik alan bulunmaz. Kavşak deşikleri p tipi



malzemeye elektronları n tipi malzemeye doğru hareketlendirir. İki malzemenin potansiyelindeki farklılık bir elektronun kavşağa doğru akması için sahip olmak zorunda olduğu enerjiyi tanımlar. Fotonlar malzemenin aktif alanı üzerine düştüğü zaman kavşak yakınında taşıyıcılar oluşur ve sonuç olarak p tipi ve n tipi bölgeler arasında bir voltaj farkı oluşur. Eğer diyot bir dış devreye bağlanırsa aydınlatmayla orantılı olarak bir akım akışı oluşacaktır. Fotodiyotlar besleme voltaj uygulanarak da çalıştırılabilir. Besleme voltajın uygulanmadığı durumdaki çalıştırılma durumu fotovoltajik kip olarak adlandırılır. Bu durumda  $1/f$  gürültüsü düşüktür ve düşük frekanslarda gürültüye-eşit-güç (noise equivalent power, NEP) daha iyidir. Besleme; kavşağın iki kısmına da bir gerilimin uygulanması olayıdır ve bu durumda taşıyıcılar kavşak bölgesinden hızlı bir şekilde ayrılır. Besleme (fotovoltajik kip) uygulaması ileri ve ters besleme olarak yapılabilir. Ters besleme (n kısma pozitif p kısma negatif voltaj uygulanması) durumunda kavşak kapasitansı düşer ve tepki zamanı artar. Bu nedenden dolayı darbe detektörlerin kullanımında ters besleme uygulamaları tercih edilir. Bir p-n diyot, foto algılama için ileri besleme (pozitif gerilimin p kısma negatif gerilimin n kısma uygulanması) uygulamasında da kullanılabilir. Bu durumda detektörün algılaması artacaktır.

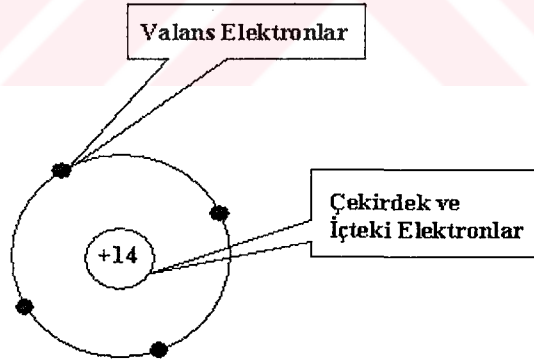
### 2.3. Silikon Atomunun Yapısı

Silikon atomun yapısını şekil 2.5.' de şematik olarak görebiliriz. Bu biçimdeki atom modeline BOHR modeli denmektedir. Bu modelde merkezde bir çekirdek vardır. Çekirdeğin içinde eşit sayıda proton ve nötron bulunmaktadır. Çekirdek içerisinde yer alan protonlar atomun pozitif elektrik yükünü oluştururlar. Çekirdeğin dışında çeşitli yörüngelerde dolaşan ve atomun negatif elektrik yükünü oluşturan elektronlar vardır.



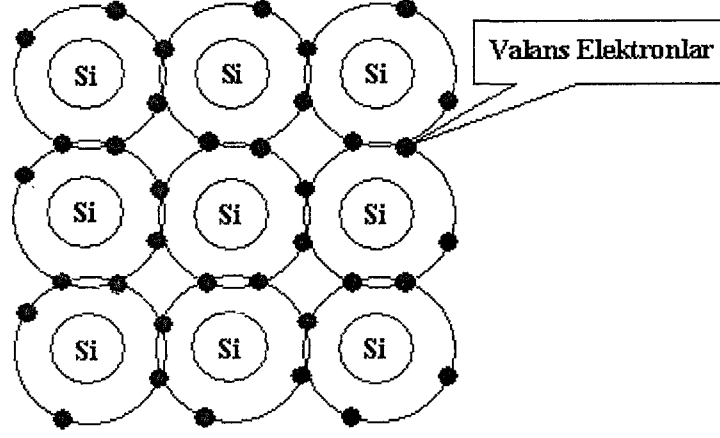
Şekil 2.5., Silikon atomun yapısı

Yukarıda gösterilen silikon atomunun elektronları en iç yörüngede 2 adet ortada 8 adet ve en dışta ise 4 adet olarak dizilmiştir. Bunların iç ve orta yörüngede olan 10 tanesi atomun çekirdeğine oldukça sıkı olarak bağlı olup en dıştaki 4 adedi ise gevşek olarak bulunurlar. En dıştaki 4 adet valans elektron yarı iletken içindeki elektrik akımını sağladıkları için ayrıca önemlidirler.



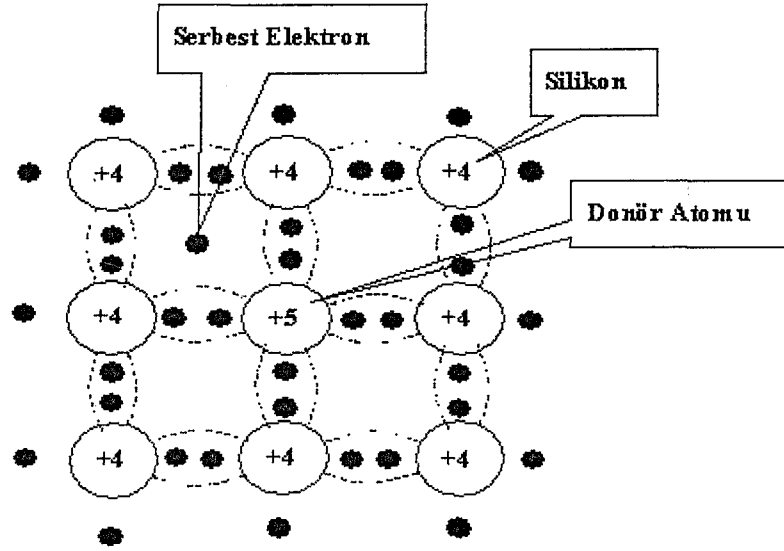
Şekil 2.6., Silikon atomun basitleştirilmiş modeli

Bir çok atom yan yana dizildiklerinde birbirlerine bağlanıp kristal yapı oluştururlar. Bu bağlantı dış yörüngedeki valans elektronları ortak kullanarak oluşturulur. Bu bağlantıya Kovalant Bağ adı verilmektedir.



Şekil 2.7., Silikon atomlarının kovalent bağ oluşturulması

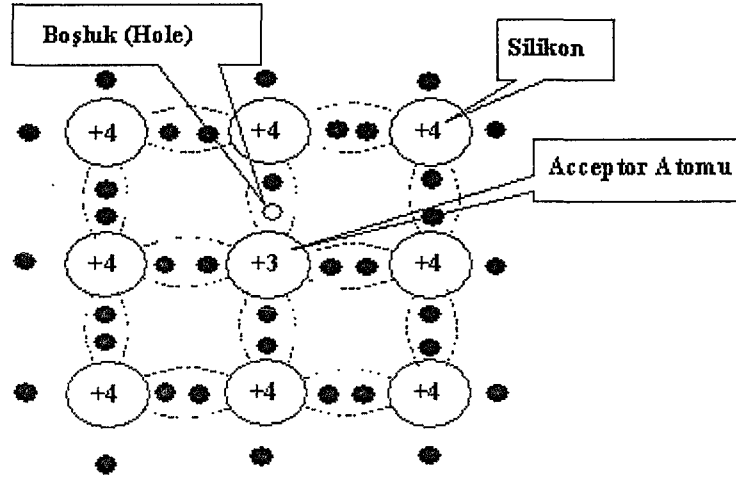
Atomdaki çekirdek pozitif yük taşıdığı için kendisine yakın yörüngedeki elektronları daha kuvvetli çekeceğini düşünürsek, dış yörüngedeki elektronlar daha az bir enerji ile atomdan kopartılabilir. Dış yörüngedeki elektronları çeşitli yöntemlerle koparmak mümkündür. Elektrik akımını elektronlar sağladığına göre bir maddeden elektrik akımı geçebilmesi için serbest elektronlara ihtiyaç vardır. Eğer herhangi bir sebeple maddeden elektron kopartılamıyorsa o madde yalıtkandır. Herhangi bir zorlamaya gerek kalmadan madde içinde serbest elektronlar varsa o madde iletkenidir. Maddenin atomlarından elektronları çok küçük enerjilerle koparmak mümkün oluyorsa bunlar saf yarı iletken olarak tanımlanmaktadır. Silikon atomundan oluşan bir kristal yapı dış yörüngelerinde 4 elektron taşımaktadır. Bu kristale +3 yada +5 değerlikli atomlar katacak olursak katkı yarı iletken oluştururuz. Önce n Tipi yarı iletken oluşturalım. Silikon kristal içine +5 değerlikli atom, yani 5 adet valans elektronu olan arsenik, fosfor, antimuan gibi maddeler katarsak şekil 2.8.'deki yapıyı oluştururuz.



Şekil 2.8., Silikonun n-tipi katkılanması

+5 değerlikli bu atomun 4 elektronu etrafındaki silikon atomları ile kovalant bağ oluşturup bir elektronu açıkta kalmaktadır. +5 değerlikli atom kristal yapı içine fazladan bir elektron verdiği için bu atomlara verici (donor) atom denmektedir. Kristal içindeki fazla elektronlar kristale negatif özellik kazandırdığı için n tipi yarı iletken denilmektedir. n tipi yarı iletkenlerdeki fazladan olan elektronlar iletkenliği sağlamaktadır. Bu elektronları kopartmak, hareket ettirmek için çok küçük enerji yeterli olmaktadır.

p tipi yarı iletken yapmak için saf kristal içine +3 değerlikli alüminyum, Boron, Galyum, İndium gibi maddeler katmak gerekmektedir. +3 değerlikli atom etrafındaki silisyum atomları ile kovalant bağ oluşturur. Bir elektron eksik kaldığı için orada bir deşik oluşur (şekil 2.9.).



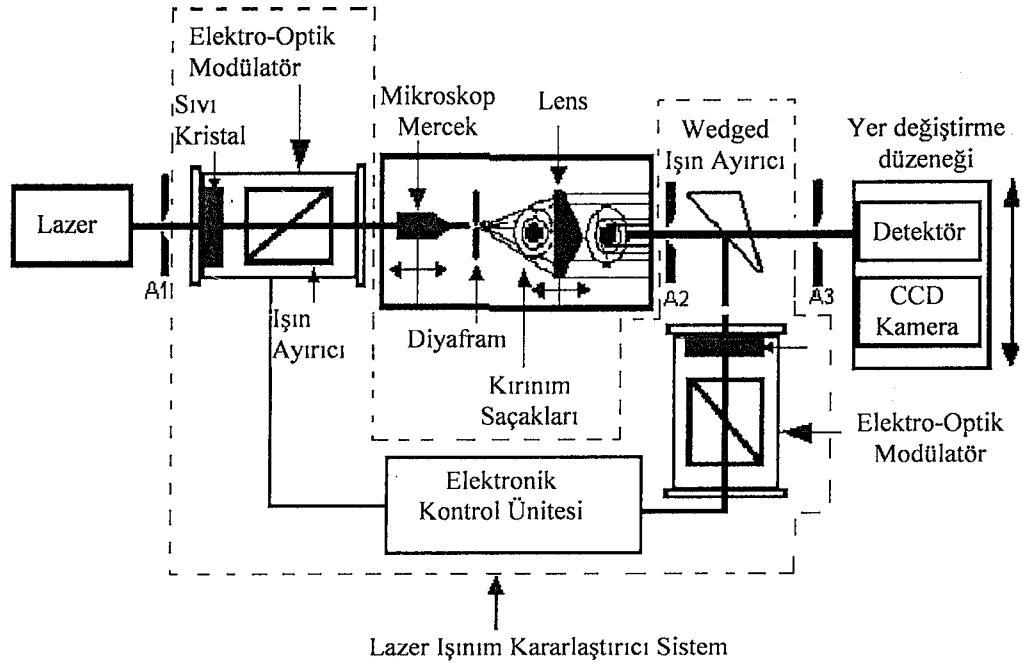
Şekil 2.9., Silikonun p-tipi katkılanması

+3 değerlikli bu atomlara alıcı (acceptor) atom denmektedir. Kristal yapı içindeki boşluklar pozitif yük taşıdıkları için bu şekildeki kristal yapıya p tipi yarı iletken denir. p tipi yarı iletkenlerdeki boşluklar dışardan elektron alabildiği için iletkenliği boşluklar sağlamaktadır.

## 2.4. Tuzak Detektör Karakterizasyon Ölçümleri

### 2.4.1. Homojenlik Ölçümleri

Homojenlik; aktif alan boyunca duyarlılığın değişimi olarak tanımlanır [31]. Bu özelliği ölçmek amacıyla bilgisayar kontrollü otomatik optik ölçüm sistemi oluşturulmuştur (Şekil 2.10.).



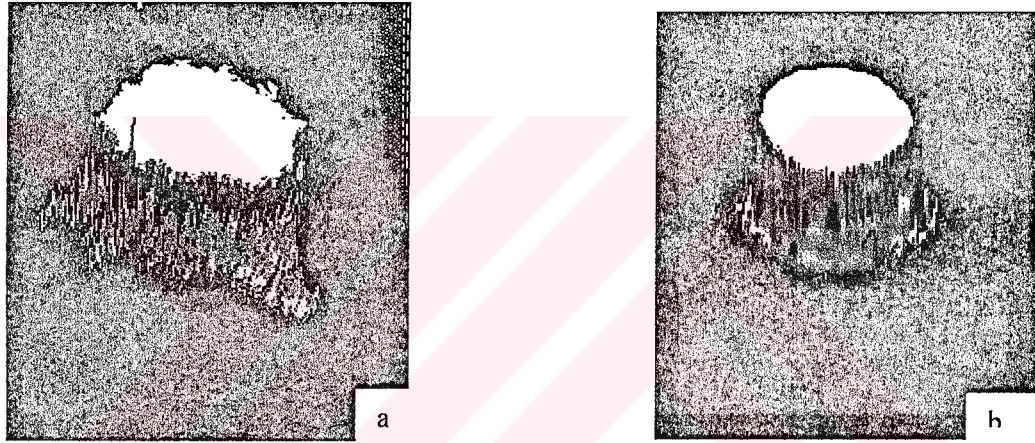
Şekil 2.10., Lazer Işınım Kararlaştırıcı Optik Düzenek. A; foto aralık

Ölçümlerde ışınım kaynağı olarak dikey polarize olmuş 632.8 nm dalga boylu He-Ne lazer kaynağı kullanılmıştır. Lazerin çıkış gücü uzun dönem çalıştırılması durumunda sabit kalmadığından (iki saat süresi için kararlılık; % 0.40) kararlılığı sağlamak amacıyla CCD (Charge Coupled Device) kamera kontrollü ışınım kararlaştırıcı sistem kurulmuştur. Bu sistem elektro-optik modülatör ve elektronik kontrol ünitesinden oluşmaktadır. Elektro-optik modülatör ise temel olarak sıvı kristal filtre ve sıcaklık kontrollü monitör fotodiyottan oluşmaktadır. Dikey polarizasyona sahip lazer ışınımı sıvı kristal filtreden geçtikten sonra % 98 geçirgenliğe sahip ışın bölücü üzerine gelir. Daha sonra geçen ışının bir kısmı Wedge ışın bölücü tarafından yansıtılır ve bu ışın sıcaklık kontrollü monitör silikon fotodiyot tarafından algılanır. Monitör fotodiyotun çıkış sinyali servo yükselteç için referans vazifesi görür ve böylece elektro-optik modülatörün içerisinde yer alan sıvı kristal filtrenin geçirgenliği kontrol edilerek monitör fotodiyot çıkışında okunan akımın sabit bir değerde kalması sağlanır.

Geometrik olarak iyi belirlenmiş bir Gaussian lazer ışınımı elde edebilmek amacıyla bir adet x10 mikroskop mercek, bir adet 25  $\mu\text{m}$  çapında diyafram ve bir adet 50 mm odak uzaklığına sahip akromat lensten oluşan uzaysal filtre

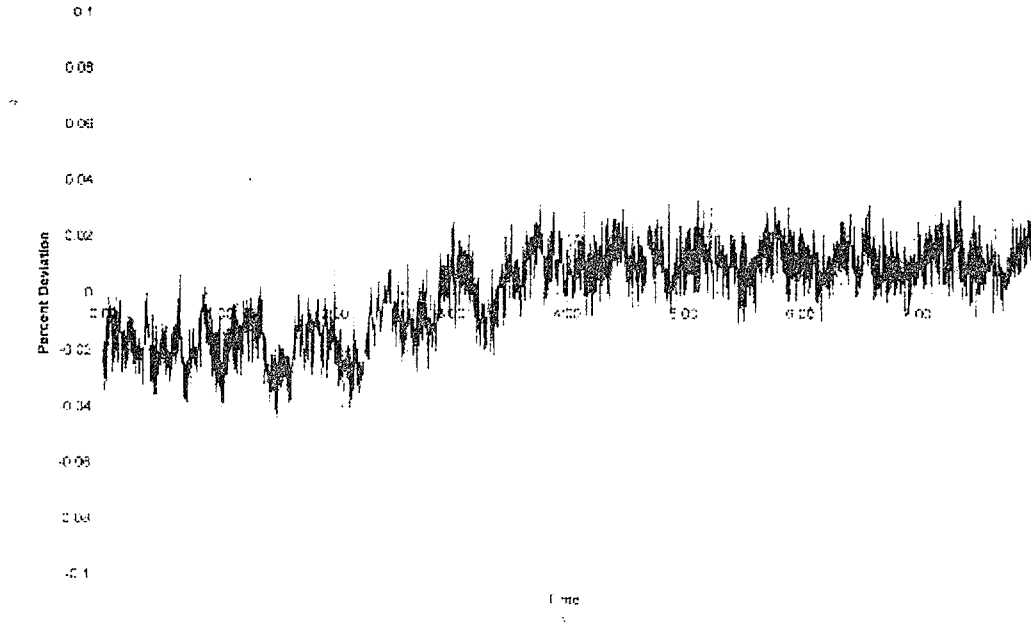
kullanılmıştır. Diyafram çıkışında kırınım saçakları oluşturulmuş, kırınımına uğramış ışının önünde akromat lens kullanılarak 0.5 mm çapında ( $1/e^2$ ) paralel ışın elde edilmiştir. Optik düzenek üzerinde üç adet iris diyafram kullanılarak lazer ışınımındaki kaçak ışık seviyesi düşürülmüştür.

CCD kamera kullanılarak temiz bir ışık profilinin elde edilmesi sağlanmıştır. Oluşturulan bu optik düzenek yardımıyla geometrik olarak iyi tanımlanmış ve güç kararlılığı iki saatlik çalıştırma süresince  $5 \times 10^{-5}$  seviyesinde olan lazer ışığı elde edilmiştir. CCD kamera kullanılmadan önce ve sonraki durumlarda oluşan ışık profilleri analiz edilmiş ve sonuçlar şekil 2.11. a ve b' de gösterilmiştir.



Şekil 2.11,. Lazerin çıkış profilleri. a; CCD kullanılmadığı durum, b; CCD kullanıldığı durum

Şekilden anlaşılacağı üzere lazerin yapısının ayarlanması sırasında oluşan gürültü sinyalleri oldukça azalmıştır. Işık yapısındaki bu düzelmeler aynı zamanda karalılığın artması anlamına gelmektedir. Lazer çıkış gücündeki salınımlar kararlaştırıcı sistem kullanıldığı ve kullanılmadığı (şekil 2.12.) her iki durumda da analiz edilmiştir. Kararlaştırıcı sistemin kullanılması sonucu sağlanan zaman bağılı kararlılık artışı şekil 2.13.' de görülmektedir.



Şekil 2.12., Kararlaştırıcı sistem kullanılmadığı durumda lazer sinyalinin değişimi.

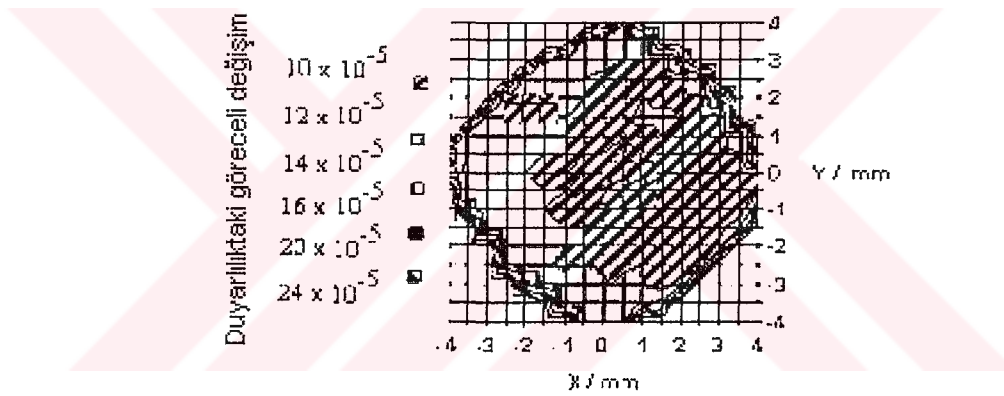


Şekil 2.13., Kararlaştırıcı sistem kullanıldığı durumda lazer sinyalinin değişimi.

Şekil 2.12. ve şekil 2.13.' den anlaşılacağı gibi ilk durum için kararlılıktaki standart sapma 0.015 % seviyesinde iken ikinci durumda ise kararlaştırıcı sistem kullanıldığında kararlılığın 0.0053 % seviyesine ulaştığı belirlenmiştir. Kararlaştırılmış ve paralel hale getirilmiş lazer ışınımı daha sonra filtre radyometresi üzerine düşürülmüştür. Filtre radyometresi tekrarlanabilirlikleri 4  $\mu\text{m}$  ve 6  $\mu\text{m}$  olan

bilgisayar kontrollü iki yönde (x-y) harekete olanak sağlayan hareket sistemi üzerine yerleştirilmiştir. Filtre radyometresinin çıkışında oluşan foto akım, akım-voltaj yükselteci yardımıyla gerilime dönüştürülür ve HP-3458A multimetre yardımıyla sinyaller kaydedilir. Karanlık akım ölçümlerini gerçekleştirmek amacıyla uzaysal filtre ve çift yönlü hareket sistemi arasına bir adet kapayıcı yerleştirilmiştir.

Filtre radyometrelerin homojenlikleri aktif alanları 1 mm' lik adımlarla taranarak karakterize edilmiştir. Seçilen noktadaki duyarlılık değerleri maksimum duyarlılık değerine bölünerek filtre radyometrelerin homojenlik haritaları elde edilmiştir. Şekil 2.14.' de S1337 tip fotodiyot temelli bir tuzak detektörün homojenlik haritası görülmektedir. İncelemeler sonucunda 6 mm alan içerisinde homojensizlikteki değişimin yaklaşık olarak % 0.02 olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 2.14., Filtre radyometresinin homojenlik haritası

#### 2.4.2. Doğrusallık Ölçümleri

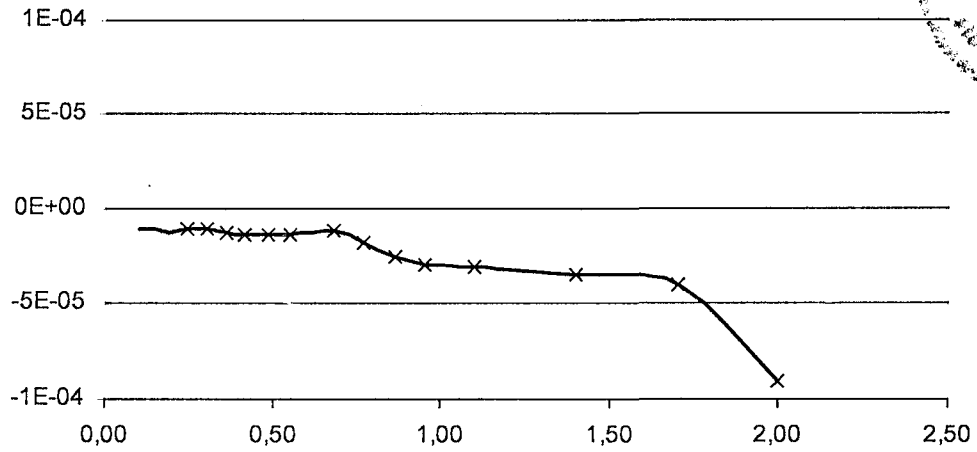
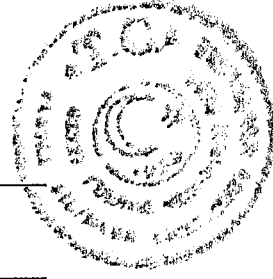
Filtre radyometrelerin doğrusallıkları akı ekleme tekniğı kullanılarak ve UME S1227 tipi doğrusallık referans standardı ile karşılaştırılarak elde edilmiştir [32-34]. Kullandığımız standart 2001 yılında karakterize edilmiş ve doğrusallıktan sapmanın  $2 \times 10^{-5}$  den az olduğu tespit edilmiştir [28]. Ölçümler 2003 yılında tekrar edilmiş ve sonuçlarda değışiklik olmadığı gözlenmiştir.

Ölçümlerde ışınım kaynağı olarak yoğunluğu % 0.004 seviyesinde kararlaştırılmış He-Ne lazer kullanılmıştır. Filtre radyometresi ve referans standardı bilgisayar kontrollü hareket sistemi üzerine yerleştirilmiştir. Gelen lazer ışınımı ışın ayırıcı ve yarım dalga plakası kullanılarak yaklaşık olarak aynı güçte ve ortogonal polarizasyona sahip iki kısma ayrılır. Işınlardan sırayla önlerinin kapalı ve önlerinin açık olduğu her iki durumda filtre radyometresinin çıkışındaki foto akım  $I_A$ ,  $I_B$  ve  $I_{AB}$  değerleri sırayla ölçülür. Doğrusallıktan sapma, filtre radyometresi ve referans detektörden alınan sinyallerin oranı eşitlik 2.1. de kullanılarak belirlenir [35, 36].

$$N(P) = \left[ \frac{I_{FR}}{I_{ref}} \times \frac{1}{R_0} \right] - 1 \quad (2.1.);$$

Burada  $I_{FR}$  ve  $I_{ref}$  filtre radyometresi ve referans detektörün foto akımları ve  $R_0 = I_{rap}(min) / I_{ref}(min)$ .

Gerçekleştirmiş olduğumuz uygulamalarda filtre radyometresi 0.1 mW ve 2.0 mW güç aralığında kullanılmaktadır. Bundan dolayı optik güç seviyesini değiştirmek ve filtre radyometresini bu aralıkta test etmek amacıyla 8 adet nötral yoğunluk filtresi kullanılmıştır. Ölçümler sonucunda FR-02 numaralı filtre radyometresi için elde edilen doğrusallıktan sapma değerleri şekil 2.15.' de verilmiştir. 0.70 mW güç seviyesine kadar doğrusallıktan sapma  $1 \times 10^{-5}$  ve  $3 \times 10^{-5}$  aralığında değişmektedir. Bu sonuç filtre radyometresinin duyarlılığının  $10^{-5}$  seviyesinde olduğu anlamına gelmektedir.



Şekil 2.15,. Filtre radyometresinin doğrusallıktan sapması

Şekil 2.15. de görüldüğü gibi doğrusallıktan sapma 0.7 mW optik güç değerinden 1.6 mW güç değerine yavaş bir şekilde artmakta ve bu değişim 1.6 mW güç seviyesinden sonra çok daha fazla olmaktadır.

### 2.4.3. Polarizasyon Bağımlılık Ölçümleri

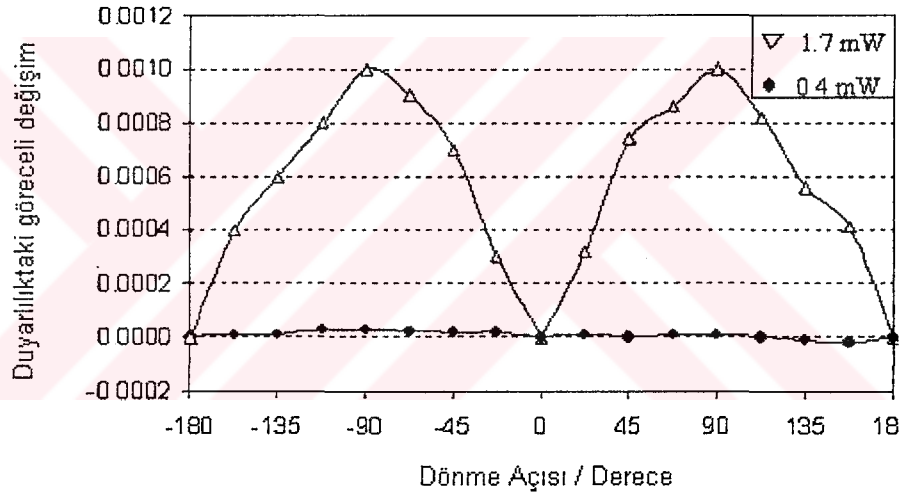
Transfer standart duyarlılığı, ışığın polarizasyon durumuna bağlı olmamalıdır [37]. Tuzak detektör yapısında kullanılan fotodiyotların sayısı ve geometrik olarak yerleştirilmeleri, polarizasyon duyarlılığını ortadan kaldıracak şekilde belirlenir. Bu yapıda yansıma düzlemleri birbirlerine dik olmak zorundadır ve kullanılan fotodiyotlar aynı özelliklere sahip olmalıdır.

Tuzak detektörün ışığa karşı ayarı yapıldığında, fotodiyotların her birinin yüzeyinin yansıtması, yansıtma düzlemine göre elektriksel vektör oryantasyonunun bir fonksiyonudur. Bu etkinin derecesini analiz etmek amacıyla ışınım kaynağı olarak 632.8 nm dalga boyunda çıkışı olan, yoğunluğu kararlaştırılmış He-Ne lazer kullanılmıştır. Detektör ışık eksenine yerleştirilmiş ve optik eksen etrafında döndürülmüştür. İlk olarak duyarlılık 0.4 mW güç seviyesinde ölçülmüştür. Filtre radyometresinden alınan sinyaller döndürme açısının bir fonksiyonu olarak



kaydedilmiş ve keyfi olarak seçilen bir merkezde normalize edilerek duyarlılığın göreceli değişimi belirlenmiştir (şekil 2.16.). Elde edilen maksimum değişimin  $10^{-4}$  seviyelerinde olduğu tespit edilmiştir. Bu sonuç, filtre radyometresinin doğru olarak ayarlanmaması durumunda duyarlılığın belirlenmesi sırasında  $10^{-4}$  civarında göreceli standart belirsizlik etkisi meydana getireceği anlamına gelmektedir.

İkinci olarak aynı filtre radyometresi 1.7 mW optik güçte test edilerek duyarlılığın  $90^\circ$  deki değişiminin % 0.1 seviyelerine yükseldiği tespit edilmiştir. Bundan dolayı detektörler, kalibrasyon sırasında doğru ayar yapılamamasından dolayı meydana gelecek olumsuzlukları ortadan kaldırmak amacıyla polarizasyon yönüne göre aynı yönde yerleştirilmelidirler.



Şekil 2.16., Filtre radyometresinin polarizasyon bağımlılığı

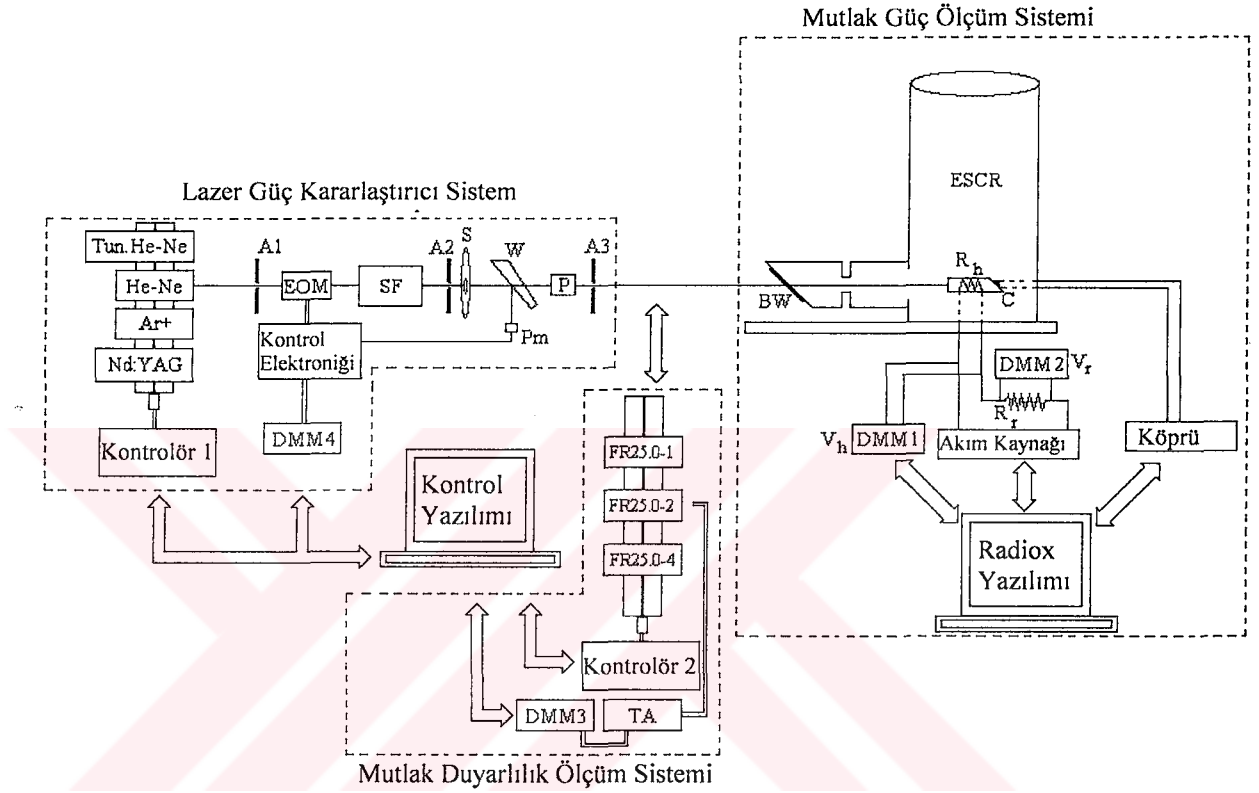
## 2.5. Duyarlılık Ölçümleri

Tuzak detektörlerin mutlak duyarlılık ölçümleri iki adımda gerçekleştirilmiştir. İlk adım olarak lazer dalga boylarında mutlak duyarlılık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. İkinci adımda ise tuzak detektörün içsel kuantum verimi ve yansıtma değerlerine yönelik fiziksel modeller kullanılarak 360 nm - 900 nm dalga boyu aralığında duyarlılık ekstrapole edilmiştir.



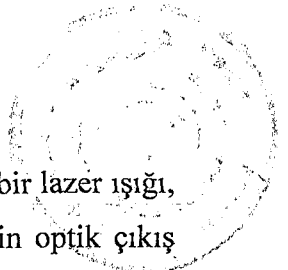
### 2.5.1. Mutlak Güç ve Duyarlılık Ölçümleri

Mutlak güç ölçümleri şekil 2.17.'de görüldüğü gibi elektriksel yerine koyma metotlu düşük sıcaklık radyometresi kullanılarak gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.17., Mutlak güç ve mutlak duyarlılık ölçüm sistemi. W: ışın ayırıcı, A; foto aralık, EOM; elektro-optik modülatör

Ölçüm sistemi üç ana bölümden oluşmaktadır. Bu bölümleri; lazer güç kararlastırıcı sistem, mutlak duyarlılık ölçüm sistemi ve mutlak güç ölçüm sistemi olarak sıralayabiliriz. Işınım kaynağı olarak TEM<sub>00</sub> modunda çalışan dikey polarize He-Ne ve Ar<sup>+</sup> gaz lazerleriyle beraber çiftlenmiş Nd:YAG katı hal lazeri kullanılmıştır. Dalga boyu hem sabit (632.8 nm) hemde ayarlanabilir (543.2 nm, 593.8 nm, 604.5 nm, 611.7 nm ve 639.9 nm) olmak üzere iki farklı He-Ne lazer kullanılmıştır. Ar<sup>+</sup> lazer ise ayarlanabilir olup 457.1 nm, 488.0 nm ve 514.5 nm dalga boylarında ışınım yaymaktadır. Çiftlenmiş Nd:YAG lazerin çıkışı ise 532.0 nm'dedir. Lazerler bilgisayar kontrollü, motorlu doğrusal yerdeğiştirme sistemi üzerine



yerleştirilmiştir. Doğrusal yer değiştirme sisteminin hareketinde ile her bir lazer ışığı, ölçüm sisteminin üzerine gelecek şekilde ayarlanmıştır. Her bir lazerin optik çıkış gücü bölüm 2.4.1.' de belirtilen elektro-optik sistem kullanılarak kararlı duruma getirilmiştir. Doğrusal polarize ışınların profilleri uzaysal filtre kullanılarak belirlenmiş ve her bir lazerin çapı 2 mm olarak ayarlanmıştır. Lazer ışınım kararlılığındaki değişimler gözlemlene fotodiyotu kullanılarak tespit edilmiştir. Gözlemlene fotodiyotun elektriksel sinyali volt olarak HP 3458 A tipi sayısal multimetre kullanılarak (DMM4) ölçülmüştür. Bu bize ölçümler sırasında lazer ışınımındaki küçük değişimlerin elimine edilmesini sağlamıştır. Ayrıca sisteme,  $6 \times 10^{-5}$  den daha iyi ışınım karalılığı elde edebilmek amacıyla bir adet Glan-Thompson polarizör (P) yerleştirilmiştir.

Tuzak detektörlerin mutlak duyarlılıklarını ölçmek amacıyla  $8 \mu\text{m}$  ve  $11 \mu\text{m}$  hareket tekrarlanabilirliğine sahip iki adet motorlu doğrusal yer değiştirme sistemi (dikey ve yatay ayarlama amacıyla) kullanılmıştır. Lazer ışınımını tuzak detektörün tam olarak merkezine ayarlamak amacıyla filtre radyometreler, bu yer değiştirme sistemleri üzerine monte edilmiştir. Tuzak detektörün merkez ayarlamasını yapmak amacıyla Lab-view tabanlı yazılım programı oluşturulmuştur.

Kararlı ve dikey polarizasyona sahip optik ışınım Brewster açısına ayarlanmış optik camdan geçerek düşük sıcaklık radyometresi içerisine düşürülmüştür. Işınımın çevresel ısı radyasyonundan etkilenmemesi için, içerisinde sıvı nitrojen ( $77 \text{ K}$ ) ve sıvı helyum ( $4.2 \text{ K}$ ) bulunan hazneler ile yalıtılmış düşük sıcaklık radyometresi kavitesinin (soğurma kütlesi) üzerine gelecek şekilde ayarlanmıştır. Kavite içerisine düşen lazer ışınımını ayarlamak ve kavite içerisine gelmeden saçılan ışınımı ölçmek için kavite girişine yakın bir bölümü yerleştirilen dört adet kuadrant silikon fotodiyot kullanılmıştır. Kuadrant fotodiyotlar yardımıyla ölçülen bu optik güç, toplanarak gerçek optik gücün hesaplanmasında kullanılmıştır. Kavite sıcaklığı AC köprüsündeki bir Rodyum-Demir (RhFe) sıcaklık sensörü ile ölçülmüştür. Elektriksel ısıtma, kaviteye uygulanan elektriksel güç ile sağlanmıştır. Isıtma gücü dijital multimetreler (DMM1 ve DMM2) yardımıyla, ısıtma direnci ( $R_h$ ), referans direnç ( $R_r$ ) ve voltajların ( $V_h$  ve  $V_r$ ) ölçümleriyle elde edilmiştir. Optik güç ve duyarlılık ölçümleri için kullanılan sistemdeki tüm cihazlar, IEEE-488 sürücü ile bilgisayar kontrollü hale getirilmiştir ve ölçümler tam otomatik olarak gerçekleştirilmiştir.

Oxford firmasına ait özel Radiox yazılımı kullanılarak radyometre çalıştırılmış ve ölçümler bilgisayar yardımıyla alınmıştır. Mutlak güç ve duyarlılık ölçümleri ise şu şekilde sağlanmıştır; ilk olarak elektriksel yerine koyma düşük sıcaklık radyometre haznesi  $10^{-6}$  bar basınca kadar vakumlanmış, daha sonra radyometrenin bölümleri sıvı nitrojen ve helyum ile doldurulmuştur. Ardından radyometre giriş camının geçirgenlik değerleri çeşitli lazer dalga boylarında ölçülmüş ve cam radyometre girişine Brewster (BW) açısında yerleştirilmiştir. Daha sonra her bir lazer (sabit He-Ne, ayarlanabilir He-Ne,  $Ar^+$  ve çiftlenmiş Nd:YAG) ayrı ayrı çalıştırılıp kararlaştırıldıktan sonra kuadrant fotodiyotlar yardımıyla kavite içerisine düşecek şekilde ayarlanmıştır. Optik güç ölçümleri boyunca, tuzak detektörlerin mutlak duyarlılık değerleri ölçülmüştür. Son olarak camın geçirgenlik değeri tekrar ölçülerek, geçirgenlik faktörü sonuçların ortalamasından elde edilmiştir. Her bir dalga boyundaki optik güç statik yerine koyma metodu uygulanarak elde edilmiştir. Bu metotta kaviteye bir kez optik güç iki kez de elektriksel akım (optik ışınının oluşturduğu sıcaklığın üzerinde ve altında sıcaklık oluşturmak için) uygulanmıştır. Optik sıcaklığın çok az üzerinde ve altında sıcaklık oluşturmak için uygulanması gereken elektriksel güç aralığı kavitenin termal link kalibrasyonu ile belirlenmiştir. Kaviteye seri elektriksel güçler uygulanarak kavite duyarlılığı  $2.3 \text{ mK}/\mu\text{W}$  olarak bulunmuştur. Kavitenin sıcaklığı sabit tutulduğundan, bulunan fark lazerin optik gücünü vermektedir. Kavitenin elektriksel olarak ısıtılması sırasında lazer ışınının radyometre içerisine gelmesini önlemek için bilgisayar kontrollü bir kapayıcı (S) kullanılmıştır. Daha sonra kavitedeki optik güç nedeniyle oluşan sıcaklık yükselmesi elektriksel ısıtma değerleriyle karşılaştırılarak ve eşitlik 2.2.' kullanılarak optik güç değerleri elde edilmiştir.

$$P(\lambda) = \frac{1}{\tau(\lambda)} \left[ \frac{N \left( \left( \frac{V_h V_r}{R_r} \right)_{i-1} + \left( \left( \frac{V_h V_r}{R_r} \right)_{i-1} - \left( \frac{V_h V_r}{R_r} \right)_{i+1} \right) (T_{i-1} - T_{i,opt}) \right)}{\alpha(\lambda)(T_{i-1} - T_{i+1})} + S(\lambda) \right] \quad (2.2.);$$

Burada  $P(\lambda)$  her bir dalga boyu için hesaplanan mutlak optik güç,  $\tau(\lambda)$  düşük sıcaklık radyometresinin giriş camının Brewster açısındaki geçirgenlik değeri

(99.96 %),  $N$  optik ve elektriksel ısıtmaların eşitsizliği,  $T_{i-1}$  ve  $T_{i+1}$  düşük ve yüksek elektriksel ısıtma uygulandığı durumlarda  $i$ ' nci ölçüm sırasında kavite sıcaklıkları,  $T_{opt}$  kavitede oluşan optik ışıınım sıcaklığı,  $\alpha(\lambda)$  kavitenin soğurma değeri (99.995%),  $S(\lambda)$  saçılan optik ışıınım,  $V_h$  ve  $V_r$  ısıtıcı ve seri direnç ( $R_r$ ) voltajlarıdır.

Kavitenin elektriksel ısıtma dönüşümleri sırasında, tuzak detektörlerin her bir dalga boyundaki mutlak tayfsal duyarlılıkları belirlenmiştir. Tuzak detektörler sırasıyla lazer ışıınımına maruz bırakılmış ve çıkışları, kalibreli dijital akım gerilim yükseltici (TA) ve multimetre çifti kullanılarak ölçülmüştür. Daha sonra kapatıcı (S) kapatılarak ortamdaki istenmeyen optik ışıınımın meydana getirdiği foto akım ölçülmüş ve net foto akım 2.3 eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır.

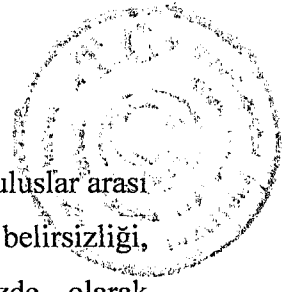
$$I(\lambda) = \left( \frac{V_i}{G} \right) - \left( \frac{\left( \frac{V_{i-1}}{G} \right) + \left( \frac{V_{i+1}}{G} \right)}{2} \right) \quad (2.3.);$$

Burada,  $G$  akım gerilim yükseltcinin katsayı değeri,  $V_i$ ,  $V_{i-1}$  ve  $V_{i+1}$   $i$ ' nci ölçüm sırasında DMM3' den ölçülen voltajlardır. Bu hesaplama lazer gücündeki düşük doğrusal kaymaların etkilerini elimine etmiştir. Her bir dalga boyunda her tuzak detektörün mutlak tayfsal duyarlılığı eşitlik 2.4. kullanılarak hesaplanmıştır.

$$R(\lambda) = U.P.L. \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{I(\lambda)}{P(\lambda)} \quad (2.4.);$$

Eşitlik (2.4.) de  $n$  ölçüm sayısı  $U$ ,  $P$  ve  $L$  sırasıyla homojenlik, polarizasyon ve doğrusallık düzeltme faktörleridir.

Eşitlik 2.2.' ye göre gerçekleştirilen mutlak güç ölçümleri  $10 \mu W$  ve  $500 \mu W$  güç seviyeleri arasında ve görünür bölgedeki on dalga boyunda (457.1, 488.0, 514.5, 532.0, 543.2, 593.8, 604.5, 611.7, 632.8 ve 639.9 nm) düşük sıcaklık radyometresi kullanılarak elde edilmiştir. Düşük sıcaklık radyometresi ile alınan mutlak lazer güç ölçümlerinde beş ana belirsizlik kaynağı yer almaktadır. Bunlar; elektriksel güç, cam geçirgenliği, saçılan optik güç, ısıtmadaki (optik ve elektriksel) eşitsizlik ve



tekrarlanabilirlik sonuçlarıdır. Belirsizlik hesaplamaları için kabul edilen uluslararası referansa göre, her dalga boyundaki lazer güç ölçümlerinin birleşik belirsizliği, belirsizlik bileşenlerinin karelerinin toplamının karekökünden, yüzde olarak hesaplanmıştır [38] ve sonuçlar Çizelge 2.1.'de verilmiştir.

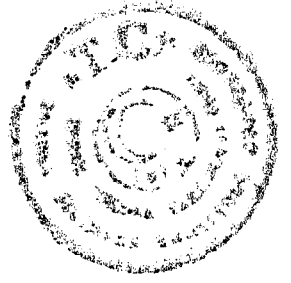
Çizelge 2.1, Düşük sıcaklık radyometresi ile ölçülen lazer güçlerinin belirsizliği

| Belirsizlik Kaynağı        | Standart Belirsizlik, $\times 10^{-4}$ (Lazer dalgaboylarında / nm) |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|----------------------------|---------------------------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                            | 457.1                                                               | 488.0 | 514.5 | 532.0 | 543.2 | 593.8 | 604.5 | 611.7 | 632.8 | 639.9 |
| Optik Sıcaklık             | 0.03                                                                | 0.02  | 0.02  | 0.02  | 0.02  | 0.02  | 0.02  | 0.02  | 0.02  | 0.02  |
| Elektriksel Sıcaklık       | 0.02                                                                | 0.01  | 0.01  | 0.01  | 0.01  | 0.01  | 0.01  | 0.01  | 0.01  | 0.01  |
| Elektriksel Güç            | 0.13                                                                | 0.11  | 0.11  | 0.11  | 0.11  | 0.11  | 0.11  | 0.11  | 0.11  | 0.11  |
| Cam Geçirgenliği           | 0.22                                                                | 0.21  | 0.19  | 0.21  | 0.23  | 0.24  | 0.26  | 0.29  | 0.32  | 0.33  |
| Saçılan optik güç          | 0.25                                                                | 0.23  | 0.23  | 0.23  | 0.23  | 0.23  | 0.23  | 0.23  | 0.23  | 0.23  |
| Kavitenin soğurması        | 0.05                                                                | 0.05  | 0.05  | 0.05  | 0.05  | 0.05  | 0.05  | 0.05  | 0.05  | 0.05  |
| Eşitsizlik                 | 0.15                                                                | 0.15  | 0.15  | 0.15  | 0.15  | 0.15  | 0.15  | 0.15  | 0.15  | 0.15  |
| Sonuçların tekrar.         | 0.62                                                                | 0.46  | 0.48  | 0.46  | 0.46  | 0.45  | 0.43  | 0.45  | 0.41  | 0.43  |
| Birleştirilmiş belirsizlik | 0.73                                                                | 0.59  | 0.60  | 0.59  | 0.60  | 0.59  | 0.59  | 0.61  | 0.60  | 0.62  |
| Genişletilmiş belirsizlik  | 1.47                                                                | 1.18  | 1.19  | 1.18  | 1.19  | 1.18  | 1.17  | 1.23  | 1.20  | 1.24  |

Ölçüm tekrarlanabilirliği tüm dalga boylarındaki ölçüm belirsizliğini etkileyen en önemli parametredir. Bu belirsizliğin, lazer güç kararlılığındaki oynamalar, ortamdan kaynaklanan istenmeyen optik ışınlam oluşumlarındaki sapmalar, akım-gerilim yükselteciindeki gürültü seviyesi v.b. durumlardan kaynaklandığı düşünülmüştür. Optik güç ölçümlerindeki diğer temel belirsizlik parametreleri ise radyometre giriş camının geçirgenliği ve saçılan optik güç olarak sıralanabilir. Kavite soğurmasının değeri ve belirsizliği düşük sıcaklık radyometresi kalibrasyon raporundan sağlanmıştır.

Tuzak detektörlerin mutlak duyarlılıklarının düşük sıcaklık radyometresi sistemi kullanılarak eşitlik 2.4.'e göre elde edilmesi sırasındaki temel belirsizlikleri düşük sıcaklık radyometresi ile alınan mutlak lazer güç, uzaysal homojenlik,

polarizasyon bağımlılığı, doğrusallık ve çıkış voltajı olarak sıralanabilir.



## 2.5.2. Mutlak Duyarlılık Ölçümleri

Tuzak detektörler düşük sıcaklık radyometresi ile gerçekleştirilen optik güç ölçümlerini diğer ölçümlere bağlamak için kullanılan en önemli transfer standartlarından biridir [39-41]. Tuzak detektör yapısında giriş foto aralığından geçen ışınım ilk fotodiyot üzerine düşer ve ışınımın büyük bir kısmı bu fotodiyot tarafından soğurulur. Işınımın bir kısmı yansır ve ikinci fotodiyot üzerine yönelir. Burada da ışığın bir kısmı soğurulur ve yansıyan ışın üçüncü fotodiyot üzerine yönelir. Işın üçüncü fotodiyot üzerine ise normal ile aynı açıda düşer. Üçüncü fotodiyottan yansıyan ışın geldiği yolu takip ederek şekil 2.3.' de görüldüğü gibi detektör giriş bölümünden ayrılır. Fotodiyotlar üzerine kaplanmış olan yansıtma tabakadan dolayı fotodiyot üzerine düşen ışınımın ihmal edilebilir bir kısmı kaybolur.

Bu konfigürasyon tek fotodiyotla karşılaştırıldığında yansıtmanın yaklaşık atmış kez düştüğü gözlemlenmiştir. Bu sonuçlar bölüm 2.5.3.' de aktarılmaktadır. Fotodiyotlar alüminyumdan yapılmış mekanik kalıp üzerine merkezleri arasındaki mesafe 11 mm olacak şekilde yapıştırılmıştır. Prensip olarak silikon tarafından soğurulan her bir foton bir elektron-deşik çifti oluşturur ve bu dış devrede foto akım olarak ölçülür. Bununla birlikte bazı elektron-deşik çiftleri elektron-deşik tekrar birleşmeleri nedeniyle kaybolur ve fotodiyot içerisindeki bozukluklar çıkış akımının azalmasına neden olur. Bu olay kuantum verimsizliği olarak isimlendirilir. Buna ek olarak fotodiyot üzerine düşen ışınların bir kısmı diyet yüzeyi tarafından yansıtılır. Bu nedenden dolayı bir tuzak detektörün tayfsal duyarlılığı eşitlik 2.5.' deki gibi ifade edilmiştir.

$$R(\lambda) = [1 - \rho(\lambda)] \delta(\lambda) \frac{e\lambda}{hc} \quad (2.5.);$$

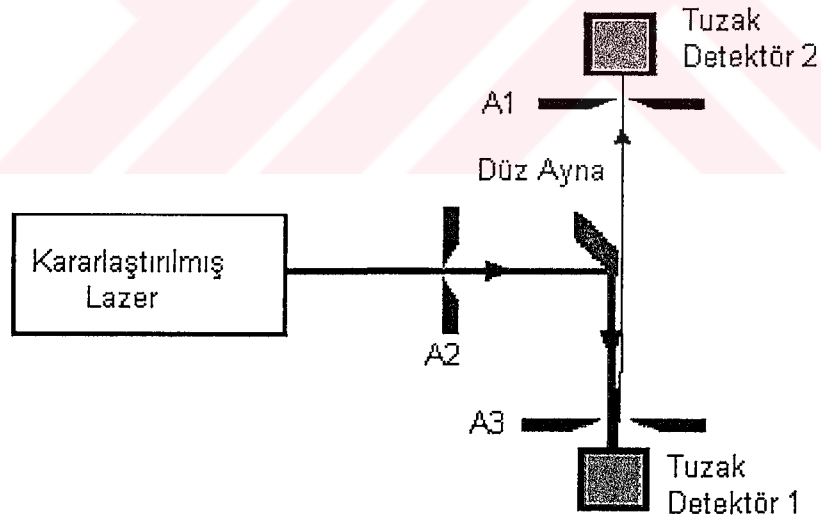
Burada,  $R(\lambda)$   $\lambda$  dalga boyundaki duyarlılık,  $\rho(\lambda)$  fotodiyotun tayfsal yansıtması,  $\delta(\lambda)$  fotodiyotların içsel kuantum verimleri,  $e$  elektronun yükü,  $h$  Planck sabiti,  $c$  ışığın vakum ortamındaki hızıdır. Eşitlik 2.5.' den görüldüğü üzere bir tuzak



detektörün tayfsal duyarlılığı, fotodiyotun yansıtması ve iç kuantum verimiyle belirlenir. S1337 fotodiyotlardan oluşan tuzak detektör konfigürasyonunda içsel kuantum verimi, görünür bölgede % 100' e yakındır. Bu nedenle içsel kuantum verimi ve yansıtma görünür dalga boyu aralığında matematiksel modeller kullanılarak yüksek doğrulukla elde edilebilir.

### 2.5.3. Yansıtma Ölçümleri

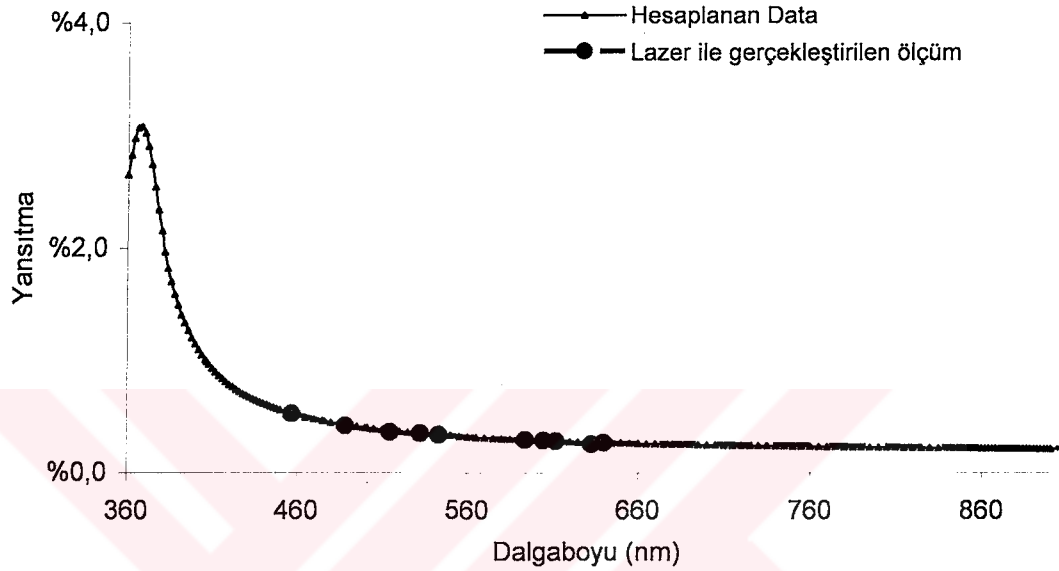
Bölüm 2.5.1' de tanımlandığı üzere tuzak detektörün mutlak duyarlılığı belirli dalga boylarında ölçülmektedir. Duyarlılık ölçeğini genişletebilmek için tuzak detektörlerin yansıtma kayıplarının ölçülmesi ve modellenmesi gerekmektedir [42]. Tuzak detektörlerin yansıtma ölçümleri He-Ne,  $Ar^+$  ve Nd:YAG lazerleri kullanılarak on farklı dalga boyunda (457.1 nm, 488.0 nm, 514.5 nm, 532.0 nm, 543.2 nm, 593.8 nm, 604.5 nm, 611.7 nm, 632.8 nm ve 639.9 nm) gerçekleştirilmiştir (Şekil 2.18.).



Şekil 2.18., Lazer temelli yansıtma ölçüm düzeneği. A1, A2 ve A3 diyaframlar.

Kararlı lazer ışığı optik aynanın köşesine gelecek şekilde ayarlanmıştır. Bu ayarlama işlemi, tuzak detektör üzerine düşen ve yansıyan ışık demeti arasındaki açı

oldukça küçük (yaklaşık olarak  $1^\circ$ ) olacak şekilde gerçekleştirilmiştir. Tuzak detektörden yansıyan ışık diğer tuzak detektör kullanılarak ölçülmüştür. Ölçümler, tuzak detektörlerin yerleri değiştirilerek tekrarlanmış ve bu ölçümlerin tekrarlanabilirliğinin  $10^{-5}$  seviyelerinde olduğu tespit edilmiştir. Ölçümler neticesinde elde edilen grafik, şekil 2.19' da verilmektedir.



Şekil 2.19., Silikon fotodiyot temelli tuzak detektörün tayfsal yansıtması. Devamlı çizgi ölçüm değerlerine uydurulan teorik modellemeyi ve siyah noktalar ise lazer dalga boylarındaki ölçüm sonuçlarını göstermektedir.

Yansıma ölçüm sonuçlarını eşitlik 2.5. yardımıyla tayfsal duyarlılık ölçeğini oluşturma işleminde kullanabilmek için bu yansıma değerlerinin modellenmesi gerekmektedir. Bir tuzak detektör üzerine düşen ışın, detektörün geometrisinden dolayı detektör içerisinde beş yansıma uğrar. Bu yansıma ile detektör üzerine gelen ışın arasındaki açı polarizasyonun dik bileşeni (s) için iki kez  $45^\circ$ , bir kez normal ile aynı açıda buna karşın polarizasyonun paralel bileşeni (p) için ise iki kez  $45^\circ$  dir. Böylece bir tuzak detektörün yansıtması eşitlik 2.6.' daki gibi elde edilir [43].

$$\rho_{ref} = \rho(0^\circ) \cdot \rho_s^2(45^\circ) \cdot \rho_p^2(45^\circ) \quad (2.6.);$$

$\rho(0)$ ,  $\rho_s(45)$  ve  $\rho_p(45)$  yansımalarını hesaplamak için Fresnell yansma ve geçirgenlik denklemleri ile Si ve SiO<sub>2</sub>' nun bilinen kırınım indisleri kullanmıştır [44, 45]. Hesaplanan yansıtma verileri ile ölçülen değerler arasındaki farkı minimize etmek ve en doğru fit denklemini elde etmek amacıyla oksit kalınlık parametresi için değişik değerler atanmıştır. En iyi fit uygulaması sonucunda ölçülen ve hesaplanan veriler arasındaki fark  $10^{-5}$  seviyesinde bulunmuştur. Fit işlemi sonucunda elde edilen oksit kalınlıkları, 25.0, 25.2 ve 25.4 kodlu filtre radyometreler için 30.12 nm, 29.84 nm ve 28.88 nm olarak bulunmuştur. Ölçüm ve hesaplamaların her ikisinin sonucunda da tuzak detektörün yansıtmasının görünür ve yakın kızılötesi bölgede % 0.5' den daha düşük olduğu gözlenmiştir. Bu sonuç, duyarlılığın belirlenen aralıkta yansıtma değişimlerinden bağımsız olduğu anlamına gelmektedir. Morötesi bölgede ise yansıtma değerlerinin arttığı ve 280 nm civarında % 7 seviyelerine ulaştığı belirlenmiştir. Tuzak detektörlerin mutlak tayfsal yansıtma değerleri on lazer dalga boyunda ölçülmüş ve hesaplanan içsel kuantum verimleri (IQE) belirsizlik değerleri ile birlikte çizelge 2.2.' de listelenmiştir.

Çizelge 2.2., Üç filtre radyometrenin yansıtma, IQE ve belirsizlik değerleri.

| Dalgaboyu,<br>nm | Birleştirilmiş |         |           |         |           |         |             |           |
|------------------|----------------|---------|-----------|---------|-----------|---------|-------------|-----------|
|                  | FR 25.0-1      |         | FR 25.0-2 |         | FR 25.0-4 |         | Belirsizlik |           |
|                  | $\rho$         | IQE     | $\rho$    | IQE     | $\rho$    | IQE     | $u_p$       | $u_{IQE}$ |
| 457.1            | 0.50906        | 0.99901 | 0.49424   | 0.99928 | 0.49767   | 0.99915 | 0.015       | 0.031     |
| 488.0            | 0.40818        | 0.99926 | 0.39784   | 0.99952 | 0.39981   | 0.99941 | 0.010       | 0.032     |
| 514.5            | 0.35706        | 0.99942 | 0.34869   | 0.99961 | 0.35007   | 0.99953 | 0.009       | 0.042     |
| 532.0            | 0.33293        | 0.99949 | 0.32577   | 0.99957 | 0.32674   | 0.99955 | 0.007       | 0.044     |
| 543.2            | 0.31889        | 0.99954 | 0.31285   | 0.99961 | 0.31336   | 0.99958 | 0.006       | 0.047     |
| 593.8            | 0.26400        | 0.99962 | 0.25976   | 0.99966 | 0.25980   | 0.99964 | 0.006       | 0.043     |
| 604.5            | 0.25662        | 0.99962 | 0.25273   | 0.99969 | 0.25265   | 0.99964 | 0.005       | 0.041     |
| 611.7            | 0.25367        | 0.99964 | 0.25052   | 0.99968 | 0.25010   | 0.99965 | 0.005       | 0.038     |
| 632.8            | 0.24517        | 0.99963 | 0.24268   | 0.99967 | 0.24199   | 0.99965 | 0.005       | 0.036     |
| 639.9            | 0.24355        | 0.99964 | 0.24132   | 0.99968 | 0.24051   | 0.99966 | 0.004       | 0.031     |

Eğer tuzak detektörün mutlak tayfsal duyarlılığı ve yansıtması bilinirse, içsel kuantum veriminin (IQE) dalga boyu bağımlılığı eşitlik 2.7. kullanılarak hesaplanabilir [46-49].

$$\delta_i = 1 - \delta(\lambda) = \frac{R(\lambda)hc}{(1 - \rho(\lambda))r\lambda} = 1239.48 \frac{R(\lambda)}{(1 - \rho(\lambda))\lambda} \quad (2.7.);$$

Burada;  $h=6.62608 \times 10^{-34}$  Js,  $c=2.99792 \times 10^8$  m/s,  $e=1.60218 \times 10^{-19}$  C.

Mutlak yansıtma ve duyarlılık değerlerini on lazer dalga boyunda ölçtüğümüzden içsel kuantum verimi değerleri de bu dalga boylarında hesaplanmıştır (Çizelge 2.3.). Daha sonra Gentile ve çalışma arkadaşları tarafından tanımlanmış matematiksel model kullanılarak içsel kuantum verimi eşitlik 2.8. kullanılarak belirtilen dalga boyu aralığında  $1.1 \times 10^{-4}$  belirsizlikle hesaplanmıştır [5].

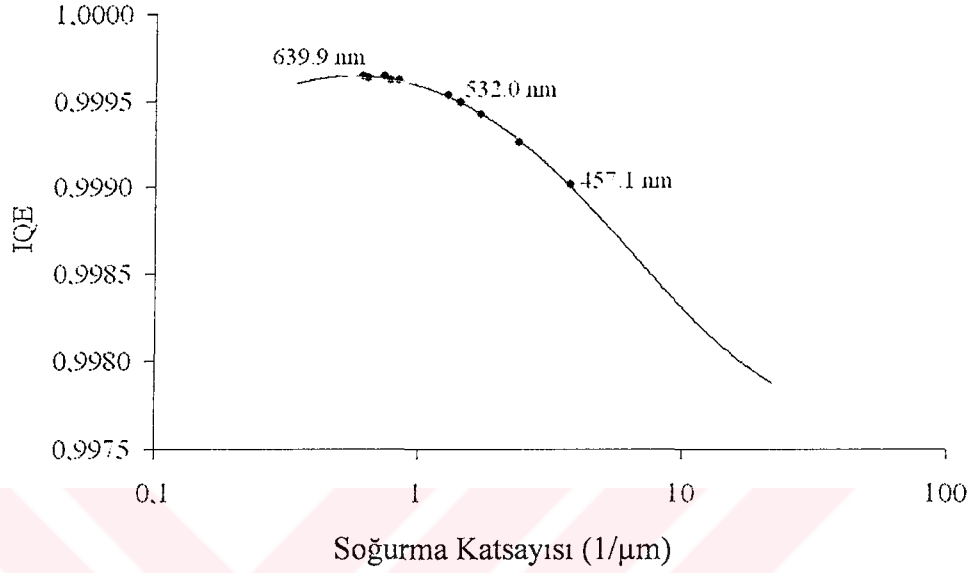
$$\delta_i(\lambda) = P_f + \frac{1 - P_f}{\alpha(\lambda)T} \{1 - \exp[-\alpha(\lambda)T]\} - \frac{1 - P_r}{\alpha(\lambda)[D - T]} \{\exp[-\alpha(\lambda)T] - \exp[-\alpha(\lambda)D]\} - P_r \exp[-\alpha(\lambda)d] \quad (2.8.);$$

Burada  $\alpha(\lambda)$ ; soğurma katsayısı,  $P_f$ ; SiO<sub>2</sub>/Si ara yüzdeki toplama verimi,  $T$ ; toplama değerinin bir değerini aldığı fotodiyot derinliği,  $P_r$ ; fotodiyotun arka kısmındaki toplama verimi,  $D$ ; toplama veriminin doğrusal olarak  $P_r$  değerine düştüğü derinlik ve  $d$ ; fotodiyotun kalınlığıdır. Eşitlik 2.8.'deki parametreler, model ölçülen içsel kuantum verimi değerlerine fit edilerek elde edilebilir. Silisyumun soğurma katsayısı  $\alpha(\lambda)$  aşağıdaki interpolasyon eşitliği kullanılarak bulunmuştur [50].

$$\alpha(\lambda) = A \exp[B/(\lambda - \lambda_0)] + C\lambda + D\lambda^{-1} + E \quad (2.9.);$$

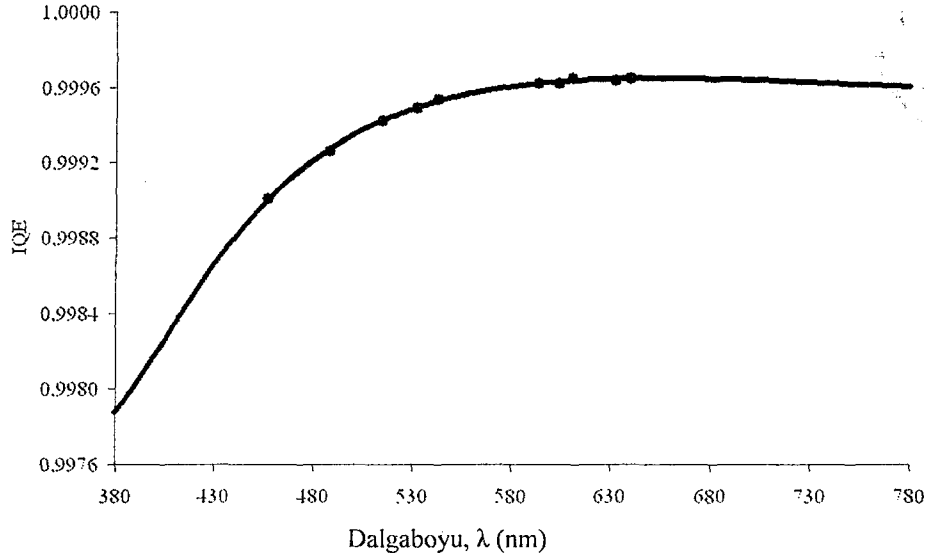
burada  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$  ve  $\lambda_0$  belirlenen en iyi fit katsayılarıdır. İç kuantum verimi

soğurma katsayısının bir fonksiyonudur. FR 25.0-2 numaralı tuzak detektör için eşitlik 2.8.' e göre gerçekleştirilen fit sonuçları şekil 2.20. ve şekil 2.21' de verilmektedir.



Şekil 2.20., Bir tuzak detektörün deneysel içsel kuantum verimleri (FR 25.0-2) ve eşitlik 2.9.' a göre fit edilen değerler. Eşitlik 2.9' da fit edilen parametrelerin değerleri referans [41]' den alınmıştır ve bu değerler sırasıyla;  $A=0.53086 \mu\text{m}^{-1}$ ,  $B=0.469643 \mu\text{m}$ ,  $C=-0.28801 \mu\text{m}^{-2}$ ,  $D=-0.988739$ ,  $E=0.282028 \mu\text{m}^{-1}$  ve  $\lambda_0=0.256897 \mu\text{m}$ .

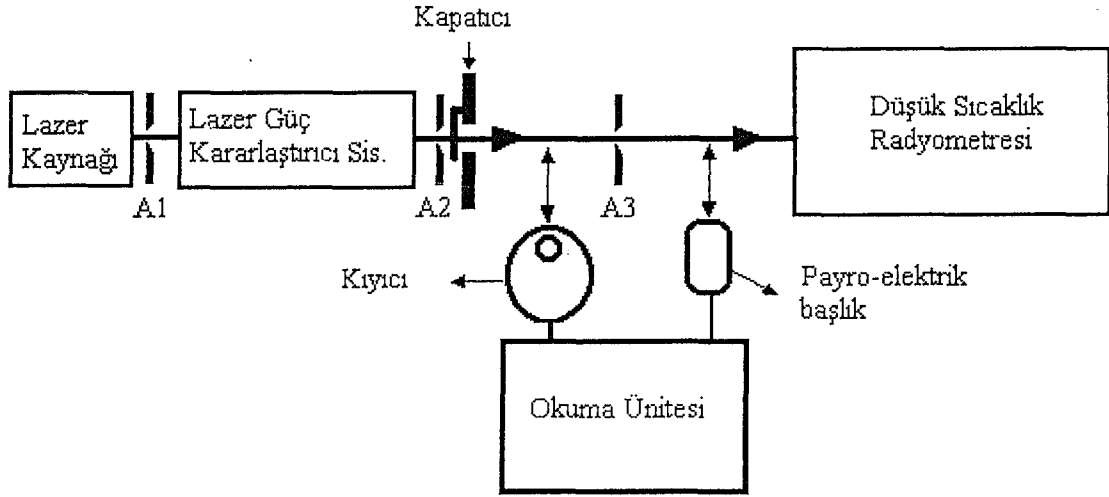
Soğurma katsayısı minimum değerine 300 nm dalga boyunun altında düşmektedir. Bunun nedeni ışınının yüzeye çok yakın bölgelerde soğurulmasıdır. Karakterize edilmiş tuzak detektörlerin tayfsal duyarlılıkları, 360 nm ile 906 nm dalga boyu aralığında denklem (2.6.) yardımıyla hesaplanan yansıtma ve denklem (2.8.) yardımıyla hesaplanan içsel kuantum verimi sonuçlarının, eşitlik 2.5.' de fit edilmesiyle bulunmuştur.



Şekil 2.21., Bir tuzak detektörün FR 25.0-2 içsel kuantum veriminin, dalga boyunun fonksiyonu olarak değişimi. Ölçüm sonucunda elde edilen değerler siyah dairelerle, modelleme sonucu elde edilen değerler ise sürekli çizgi ile verilmektedir. En iyi fit için eşitlik 2.8.'deki serbest parametreler  $P_f=0.99748$ ,  $T=0.29$ ,  $P_b=0.99675$ ,  $D=31$  ve  $h=60$  olarak alınmıştır.

360 nm dalga boyundan daha düşük dalga boylarında fotodiyotun yansıtması, fit işlemleri ile belirlenebilecek yapıda olmadığı görülmüştür, kuantum veriminde öngörülemeyen artışlar söz konusu olduğunda 360 nm dalga boyundan düşük dalga boylarında tayfsal duyarlılık değerleri farklı bir yöntemle belirlenmiştir. Bu yöntemde, düşük sıcaklık radyometresi kullanılarak kalibrasyonu 200 nm ile 2500 nm dalga boyları arasında olan elektriksel kalibreli payro-elektrik radyometre kullanılarak, filtre radyometrelerin 285 nm – 360 nm bölgesinde tayfsal duyarlılıkları elde edilmiştir.

Elektriksel kalibreli payro-elektrik radyometre (ECPR) morötesi bölgeden orta kızılötesi bölgeye kadar olan bir aralıkta transfer standardı olarak kullanılmaktadır. Şekil 2.22.' de görülmekte olan ECPR sistemi bir adet okuma ünitesi, bir payro-elektrik başlık ve optiksel frekans kısıyıcıdan oluşmaktadır.

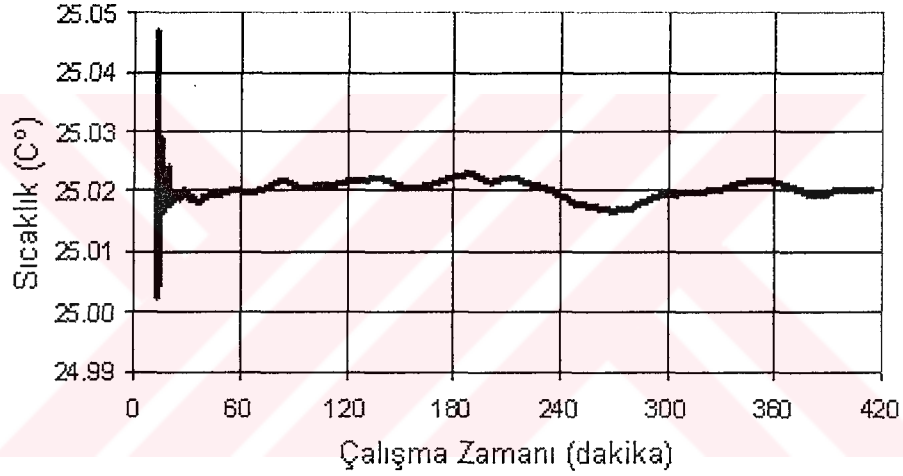


Şekil 2.22., ECPR sistemin duyarlılık ölçümü. A; foto-aralık

Payro-elektrik başlık hazne içerisinde payro-elektrik detektör ve akım yükseltici yer almaktadır. Lityum Tantalat ( $\text{LiTaO}_3$ ) malzemeden yapılmış olan Payro-elektrik detektör güçlü bir elektriksel dipol momente sahiptir. Malzemenin sıcaklığındaki değişme bu momentin değişmesine neden olmaktadır. Ayrıca payro-elektrik detektör, gelen optik ışınım için tayfsal olarak düz soğurucunun ve elektriksel yerine koyma servo-döngü devresi için ısıtıcı direncin fonksiyonu olan altın siyahı ile kaplanmıştır. Ölçülmek istenen ışınım, 15 Hz % 50 devirli kıyıcı (chopper) ile modüle edilir. Kıyıcı, kaçak ışınım etkisini minimize etmek amacıyla ışınım kaynağına oldukça yakın konumlandırılmalıdır. Frekansı kıyıcı ile belirlenen optik ışınım payro-elektrik malzemenin üzerine gelecek şekilde ayarlanır. Payro-elektrik detektörün sıcaklığındaki zamanla değişim ölçülebilen bir ac akım meydana getirecektir. Bu akım, kıyıcı frekansı referans olarak kullanılarak lock-in yükselteç ile algılanabilir. Kıyıcı açık olduğu durumda payro-elektrik detektör, altın siyah kaplı soğurucu malzeme üzerine düşen optik güçle orantılı ısısal sinyal üretir. Kıyıcı kapatıldığı durumda servo döngü, hassas ısıtıcı direncin bir fonksiyonu olarak, altın siyahı boyunca geçen elektriksel akım atışları (puls) üretir. Bu elektriksel güç ( $I \times R$ ), payro-elektrik detektörün elektriksel güce bağlı olarak ısı sinyali üretmesini sağlar.

## 2.6. Sıcaklık Kararlılığının Analiz Edilmesi

Filtrelerin geçirgenlikleri sıcaklık değişimlerinden etkilenmektedir. Eğer radyometrik birimlerin yüksek doğrulukta ölçümleri isteniyorsa, filtrelerin sıcaklıklarının zamanla değişimi  $1\text{ C}^\circ$  den az olmalıdır [22]. Bu nedenle filtre radyometreler için en önemli özelliklerden biri, zamana bağlı sıcaklık kararlılığıdır. Filtre radyometrenin performans testi için bakırdan yapılmış modülün kararlılığı Pt-100 sensör ve  $8^{1/2}$  dijital HP 3458 A sayısal multimetre kullanılarak gözlemlenmiştir. Sıcaklık değişimleri otomatik olarak, Labview tabanlı yazılım programı kullanılarak belirlenmiştir. (şekil 2.23.,).

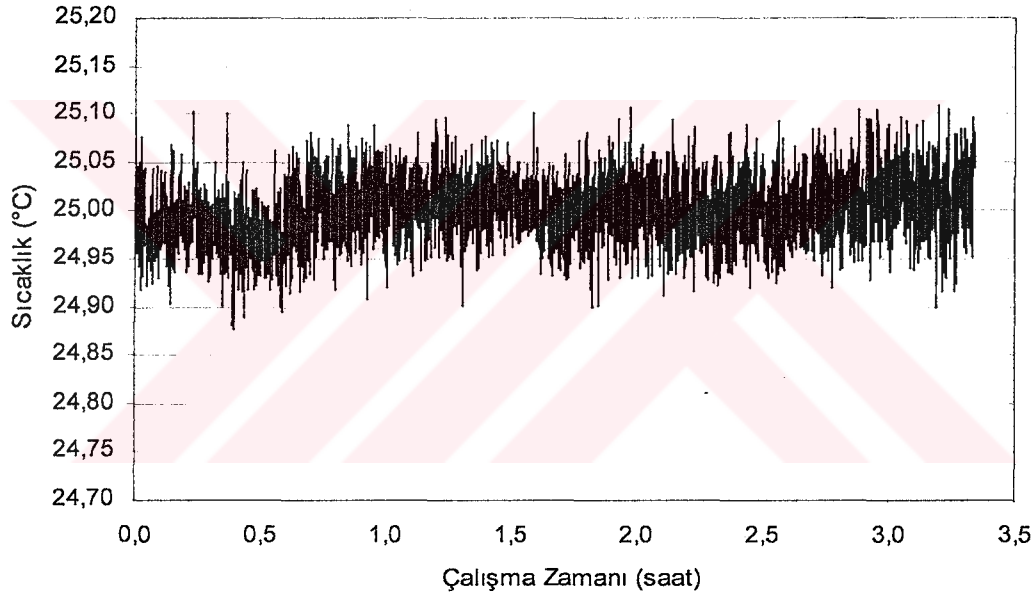


Şekil 2.23., Filtre radyometresinin sıcaklık kararlılığı

Şekil 2.23.' de görüleceği gibi filtre radyometresinin uzun dönem kararlılığı, yaklaşık 7 saatlik süre boyunca radyometre en iyi sıcaklık kararlılığını gösterdiği  $25.02\text{ C}^\circ$  değerine ayarlanarak tespit edilmiştir. İlk 15 dakikadan sonra filtre radyometrenin sıcaklığındaki maksimum sapmanın  $0.01\text{ C}^\circ$  seviyesinde olduğu belirlenmiştir. İlk 15 dakikalık bölümdeki sapmanın nedeni ise, elektronik akım besleme sisteminin çalışma prensibinden kaynaklanmaktadır. Bu prensipte sistemin sıcaklığını ayarlanan değere kısa zamanda getirmek için öncelikle yüksek akım verilmekte, daha sonra istenilen sıcaklık değerine gelindiğinde akım kesilmektedir. Tam olarak verilmesi gerekli akım değeri tespit edilene kadar bu işlem devam

etmektedir. Belirlenen besleme akım seviyesinin tespit edilmesinin ardından sistemin sıcaklığı küçük akım ayarlamaları ile istenilen düzeyde kararlı tutulabilmektedir.

Sistemin kararlılığının test edilmesinin ardından filtre üzerindeki sıcaklık kararlılığını gözlemlemek amacıyla uzaktan ölçüm sistemi oluşturulmuştur. Bu sistemde, ölçüm cihazı olarak bir adet kalibreli KT19.83 tipte kızılötesi termometre kullanılmıştır. Termometre, filtre radyometresinden 1 m uzaklığa konumlandırılmış ve filtre bakır modül içerisine yerleştirildikten sonra odaklama işlemi yapılmıştır. Odaklama işleminin ardından filtre istenilen sıcaklık değerine ayarlandıktan sonra filtre yüzeyindeki sıcaklık kararlılığı analiz edilmiştir. Şekil 2.24'den filtre yüzeyindeki sıcaklık değişimlerinin  $0.2\text{ }^{\circ}\text{C}$  den az olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 2.24., Filtre yüzeyindeki sıcaklık değişimi

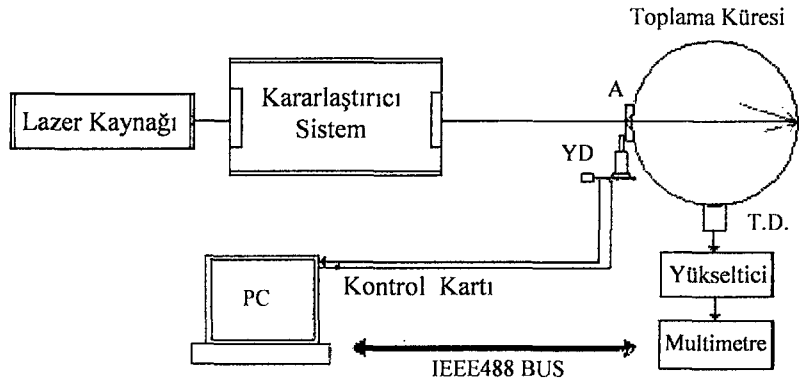
## 2.7. Foto-aralık Alan Ölçüm Sistemi

Foto-aralık yapı olarak, ısıl genleşme katsayısı düşük, karartılmış ince metalden yapılma içi delik bir halkadır. Bu delikler (genelde lazerle) delik iç ve dış çapı farklı olacak şekilde hassaslıkla açılırlar. Delik içi çeper yansımalarını azaltmak için, foto-aralığın dar olan tarafı ışığı gören dış yüzeye konulur.

Filtre radyometre dış kısmına yerleştirilen deliğin boyutu ve tuzak detektöre uzaklığı filtre radyometrenin ışık kabul açısını ve hassasiyetini belirler. Doğal olarak, çap küçüldükçe kaçak ışık (*stray-light*) hatası da azalır. Foto-aralık alanı hem detektör hem de  $V(\lambda)$  filtre alanından yeterince küçük olmalıdır.

Standart filtre radyometrelerin önemli gereksinimi referans yüzeyin doğru ve kesin belirtilmesidir. Foto-aralık en dışarıdaki optik elemandır ve lamba mesafe ölçümlerinde Foto-aralığın dış yüzeyi referans nokta olarak alınır. Burada detektör yüzeyi referans hesaplamalar için alınmaz zira optik uzunluk filtre yüzünden değişecektir (kısılacaktır). Eğer filtre radyometrelerin referans yüzeyi (aperture'in yeri) yanlış belirtilmişse, önceden belirtilen ters kare kanununun mesafeye bağlı fonksiyonu çıkıştaki sinyale göre yanlış okunacaktır. Bunun için referans yüzeyin doğru kurulması için fotometre başlığının (filtre radyometre) önünde mutlaka foto-aralık kullanılmalı ve konumu dışarıdan belirlemeye izin vermelidir. Ancak foto-aralığın inceliği ve delik içinin keskin geometrisi, boyutsal olarak dokunma yöntemleriyle çap ölçüm yöntemlerinin kullanılmasına izin vermez.

Filtre radyometrenin giriş kısmının alanı, bilinen hassas optik aralık ile tanımlanır. Bu amaç için  $0.1 \text{ cm}^2$  alana sahip nikel bakır alaşımlı ince bir foto aralık kullanılmıştır. Optik ölçümlerin detektör temelli gerçekleştirilimesi sırasında en büyük belirsizlik bileşeni, foto-aralığın alanının belirlenmesinden kaynaklanan belirsizlik değeridir. Bundan dolayı laboratuarda şekil 2.25.'de görülmekte olan optik temelli ölçüm sistemi kurulmuştur.



Şekil 2.25., Foto-aralık alan ölçüm düzeneği. A-foto-aralık, YD-yer değiştirme sistemi, TD-tuzak detektör

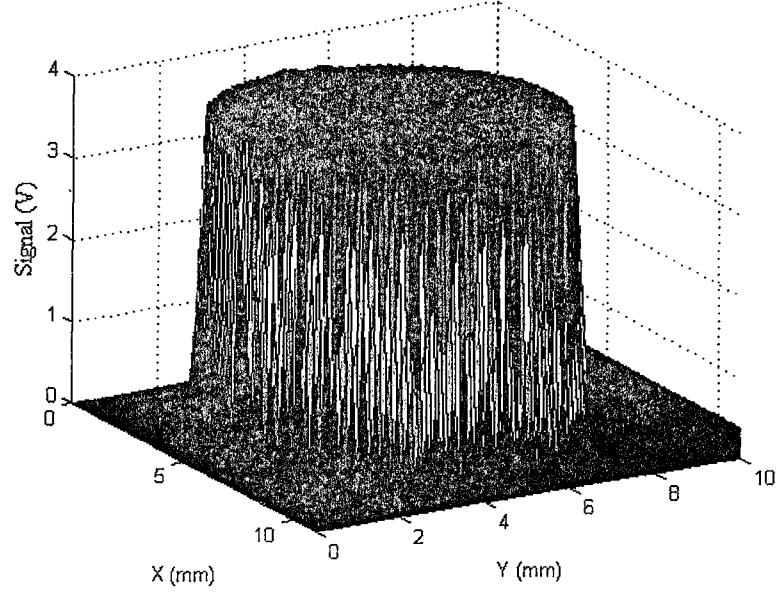


Işınım kaynağı olarak optik gücü kararlaştırılmış 632.8 nm dalga boylu He-Ne lazer kullanılmıştır. Foto-aralık servo motor temelli iki yönlü (X-Y) hareket sistemi üzerine yerleştirilmiştir. Hareket sisteminin tekrarlanabilirliği 0.12 µm olup kesin adım uzunluklarına sahiptir. Foto-aralık, iç yüzeyi baryum sülfat (BaS<sub>2</sub>) kaplı toplama küresi giriş portuna yerleştirilmiş ve toplama küresi de hareket sistemi üzerine konumlandırılmıştır. Foto-aralık üzerine gelen ve foto aralıktan geçen lazer ışınımı, toplama küresinin çıkış portuna yerleştirilmiş tuzak detektör kullanılarak algılanmıştır. Detektör tarafından algılanan fotoakım, bir adet akım-gerilim yükselteci yardımıyla gerilime dönüştürülmüş ve yüksek doğruluklu bir multimetre yardımıyla ölçülmüştür.

Foto-aralık 6 mm x 6 mm karesel alan yüzeyinde 100 µm adımlarla taranmıştır. Kaydedilen veriler eşitlik 2.10 kullanılarak değerlendirilip, gerekli hesaplamalar yapıldıktan sonra, foto aralığın aktif alanı  $1.6 \times 10^{-4}$  belirsizlikle elde edilmiştir (şekil 2.26.,).

$$A = \frac{\sum_{j=1}^{n_x} \sum_{k=1}^{n_y} P_{j,k}}{P_L} \Delta x \Delta y \quad (2.10.);$$

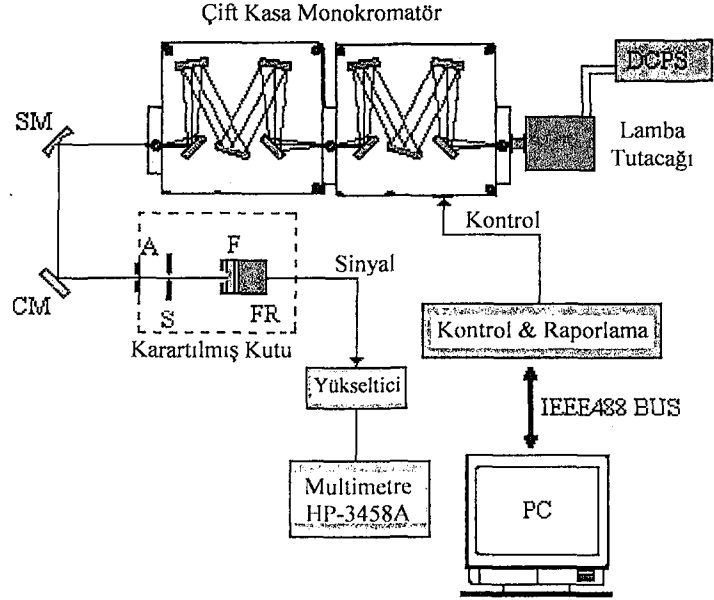
Burada  $P_{j,k}$ ; foto aralığın farklı pozisyonlarındaki ( $j, k$ ) ölçülen optik güç,  $P_L$ ; lazer ışığının toplam gücü ve  $\Delta x \Delta y$  adım uzunluklarıdır.



Şekil 2.26., Foto aralığın iki boyutlu görünümü

## 2.8. Filtrelerin Tayfsal Geçirgenlikleri

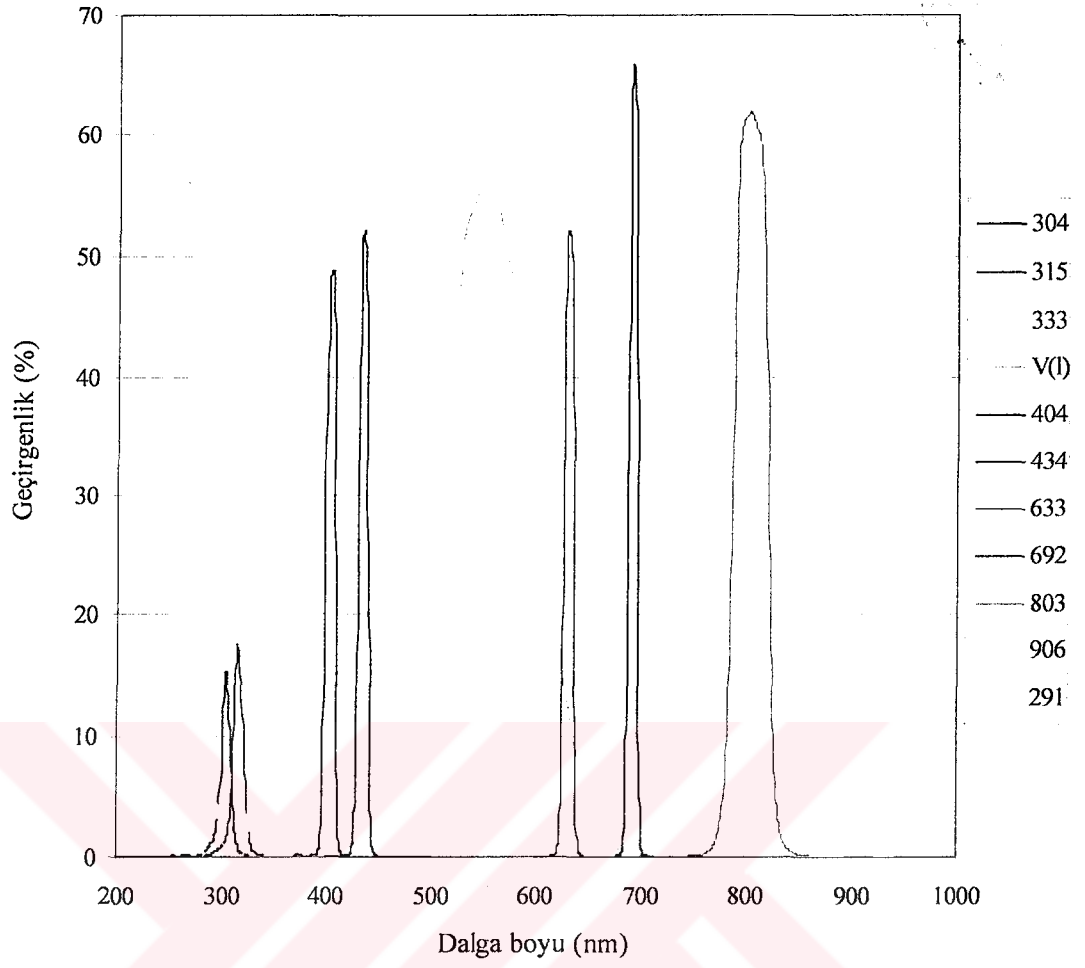
Filtrelerin tayfsal geçirgenlik ölçümlerini gerçekleştirmek amacıyla otomatik geçirgenlik ölçüm sistemi kullanılmıştır (Şekil 2.27.). Sistemin en temel kısmını oluşturan monokromatörün dalga boyu tekrarlanabilirliği 0.01 nm olarak belirlenmiştir. Işık kaynağı olarak bir adet tungsten filamanlı kuvars halojen lamba, monokromatör girişine yerleştirilerek lamba ışınımı monokromatör giriş silitine odaklanmıştır. Lamba sabit akım modunda çalıştırılmış ve bu sayede lamba çıkışında ~ 0.03 seviyesinde kararlılık sağlanmıştır. Küresel ve silindirik konkav aynalar kullanılarak astigmatizma etkisi ortadan kaldırılmıştır.



Şekil 2.27., Filtre geçirgenlik ölçüm düzeneği.

CPS; DC güç kaynağı, SM; küresel ayna, CM; silindirik ayna, A; foto aralık, S; kapatici, F;  $V(\lambda)$ -filtre, FR; sıcaklık kontrollü filtre radyometresi

Işınım düzeyi ve ışık şiddeti birimlerinin oluşturulması sırasında kullanılmak üzere nominal merkez geçirgenlik dalga boyları 291 nm ve 906 nm aralığında değişen on bir adet filtrenin geçirgenlikleri ölçülmüştür (şekil 2.28.). Filtrelerden on tanesi girişim tipte olup tayfsal bant genişlikleri 10 nm dir. Diğer filtre ise insan gözünün algılama yapısına uyarlanmış  $V(\lambda)$  tipte filtredir. Kaçak ışık etkisini minimize etmek amacıyla filtre radyometresi ve filtre karartılmış kabin içerisine yerleştirilerek, ölçümler karanlık oda ortamında gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.28., Filtrelerin tayfsal geçirgenlik karakteristikleri

### 3. Işınım Standardının Belirlenmesi

Işınım standardı olarak kullanılan birincil seviye kaynak, siyah cisimdir. Görünür ve morötesi bölgelerde bu kaynakların kullanılabilmesi için yüksek sıcaklıklarda çalıştırılmaları gerekmektedir. Bu durumda çalıştırma zorlukları ve maliyetler oldukça artmaktadır. Bu nedenden dolayı, referans standart olarak kullanılmak üzere maliyetleri ve çalıştırma koşulları zor olmayan, siyah cismin ışımasına benzer yapıda ışıma yapan kuvars camlı tungsten halojen lambalar geliştirilmiştir. Geliştirilen bu lambaların ölçümlerde referans standart olarak kullanılabilmesi için siyah cismin teorisinin iyice anlaşılması gerekmektedir. Bu sebepten siyah cismin yapısı aşağıda özetlenmiştir.

#### 3.1. Siyah Cisim Işıması

Mutlak sıfır sıcaklığından daha yüksek sıcaklıklarda bulunan her cisim ısı yayar. Bu olay klasik kuramda, ısı uyarılmaları sonucu cismin yüzey kısmında bulunan elektrik yüklerinin bir ivme kazanması ve elektromanyetik dalga yayması şeklinde tanımlanır. Klasik kurama göre, ivmeli hareket eden elektrik yükleri elektromanyetik dalga yayar. Farklı değerdeki ivmelerin oluşturduğu ısı ışıması görünür ve yakın kızılötesi bölge için geçerli tüm dalga boyu şeridini içerir. Bu modele göre, birim yüzeyin yaydığı ışıma şiddeti, cismin mutlak sıcaklığı ile doğru orantılıdır. Bu olayı 1897 de Stefan-Boltzman tarafından aşağıdaki gibi bir bağıntı ile verilmiştir [51].

$$M = e\sigma T^4 \quad (3.1.);$$

Burada M, bir saniye içinde birim yüzeyden bütün frekanslarda yapılan enerji ışımasını gösterir. 'e' ışıma katsayısı olup cismin özelliğine bağlı olarak sıfır ile bir arasında değer alır. T sıcaklık birimi kelvin (K),  $\sigma$  ise Stefan-Boltzman sabiti ve değeri  $5,67032 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  dir. Bu değerlere göre M'nin birimi  $\text{Wm}^{-2}$  dir.

Yüzeye ışıınım şeklinde düşen enerjinin bir kısmı yüzey tarafından soğurulur. Soğurulan bu enerji, yüzey üzerindeki yüklü parçacıklarda kinetik enerji şekline dönüşür.

Bir yüzeyin  $\alpha$  soğurganlık katsayısı yüzey tarafından soğurulan enerjinin yüzeye düşen toplam enerjiye oranı olarak belirlenir. Termodinamik düşüncelerle, bu iki katsayının eşit olduğu ( $e = \alpha$ ) gösterilebilir. Bir cisim, üzerine düşen bütün ışıınları soğurma özelliğini gösteriyorsa, yani soğurganlık katsayısı  $\alpha = 1$  ise, siyah cisim adını alır. Soğurma ve ışıınım katsayıları eşit olduğundan siyah cisim aynı zamanda, yüzey yüklerinde uyarım şekline dönüşen, tüm ısı enerjisini ışıma şeklinde yayan cisimdir. Diğer bir değışle siyah cisim, üzerine düşen enerjiyi soğurduğu gibi sahip olduğu enerjiyi de yayabilen cisimdir. Stefan bağıntısında  $e = 1$  değıerini alırsa, birim yüzey için tüm siyah cisimlerin ışıma gücünün, aynı sıcaklıkta birbirine eşit olduğu görülür. Bunun sonucu olarak, ısı ışıınmalarının tüm özellikleri bütün siyah cisimler için aynıdır denebilir. Siyah cismin birim yüzeyden bir saniye içinde yaydığı ışıınım şiddeti  $M'$  dir. Tüm yüzeyden yayılan ışıınımın şiddeti ise  $L$  olarak gösterilir.  $L$  ile  $M$  arasındaki ilişki

$$L = \frac{M}{\pi} \quad (3.2.);$$

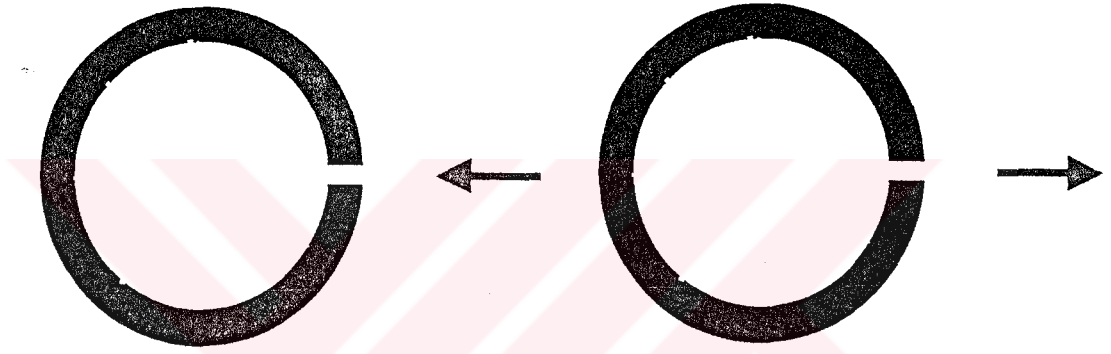
şeklinde verilir ve  $L$ 'nin birimi  $Wm^{-2}sr^{-1}$  dir.

Sıcaklık değışimi siyah cismin yaydığı ışıınımın dağılımının kaymasına neden olur. 1901' de Max Plank'ın yaptığı varsayıma göre cismin yaydığı enerji değıerleri klasik kuramın tersine, belirli değıerleri alır [52]. Bu varsayımdan yola çıkarak hesaplanan ışıınımın enerji dağılımının deneylerle uyum içinde olduğu görüldü. Plank varsayımı kullanılarak cisimlerin ışıınım enerji dağılımları kavite içinde ve termal dengede hesaplanabilir.

Yüzeyinde bir delik bulunan içi oyuk şekil 3.1.' deki gibi bir cisim düşünelim. Deliğın üstüne düşen bir ışıınım oyuğun içine girerek duvarlar tarafından ileri geri yansıtılır ve sonunda soğurulur. Deliğın boyutları oyuğun boyutları yanında

çok küçük olduğundan, içeri giren dalga'nın çok az bir kısmının dışarı çıkma olasılığı vardır. Böylece enerjinin büyük bir kısmını soğuran delik siyah cisim özelliğini gösterir.

Bundan sonra oyuğun içinde elektromanyetik dalga şeklinde bir enerji bulunmadığını ve T sıcaklığına kadar düzgün olarak ısıtıldığını düşünelim. Bu durumda duvarlar, daha öncede belirtildiği gibi, ısı ışıması yapmaya başlar. Oyuğun içini dolduran ışımanın bir kısmı delik üstüne düşerek dışarıya çıkar ve böylece oyuk ve delik ısı ışıması yapan bir sistem gibi davranmaya başlar. Dışarıya çıkan ve delik içinde kalan ısıma, T sıcaklığında siyah bir cismin tayf özelliğini taşır.

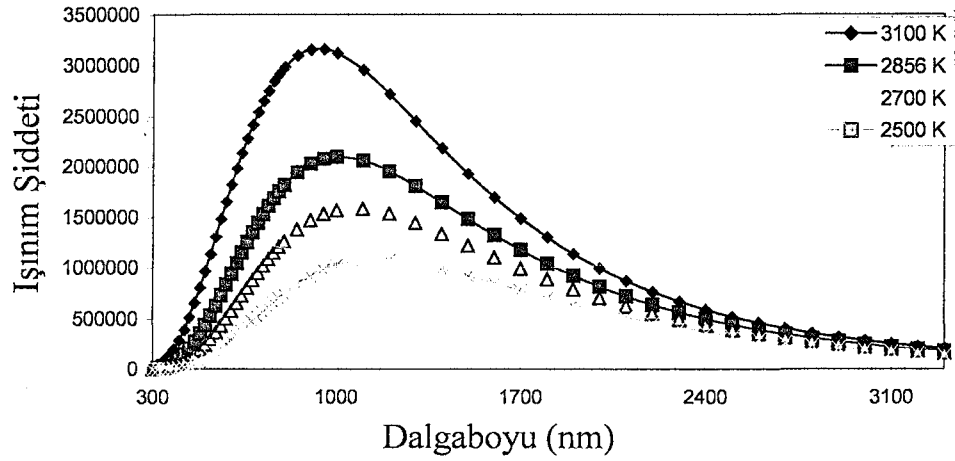


Şekil 3.1., Bir oyuk yapısının şematik gösterimi

Delik üzerine düşen bir ışıma, oyuk içerisinde ardarda gelen yansımalar sonucu tümüyle soğurulur. Dolayısıyla delik ışıma soğurucusu gibi davranır. Ters durumda ise ışıma delikten dışarı çıkar ve delik ışıma yayıcısı gibi davranır. Plank varsayımıyla hesaplanan herhangi bir cismin tüm yüzeyindeki ışıma şiddeti

$$I = \frac{2hc^2}{\lambda^2 \left( e^{hc/\lambda kT} - 1 \right)} \quad (3.3.);$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadeye Plank'ın siyah cisim ışıma yasası denir. 3.3 eşitliğinde tanımlanan büyüklüğün dalga boyuna bağımlılığı değişik sıcaklıklarda gösterilmiştir (şekil 3.2.).

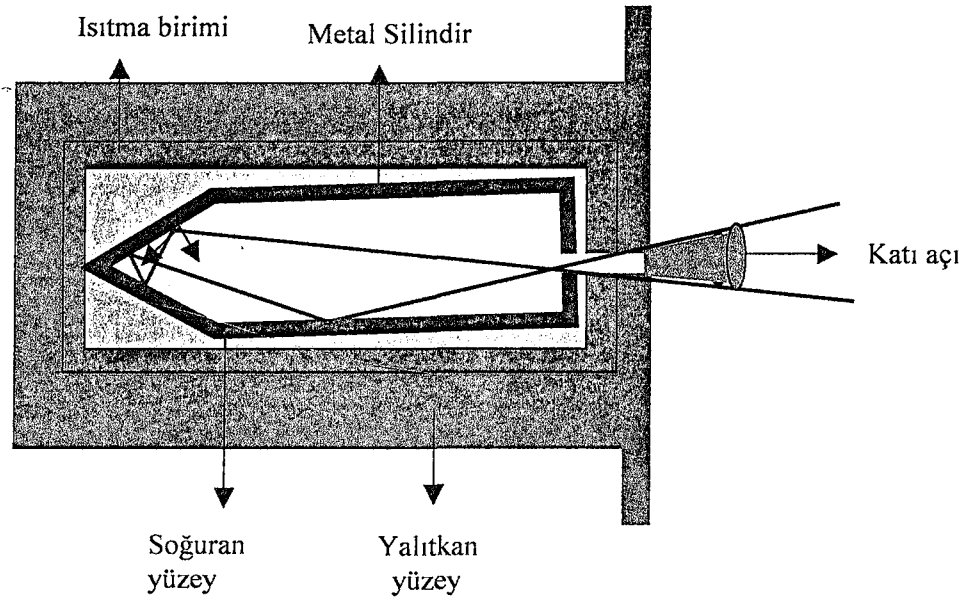


Şekil 3.2., Değişik sıcaklıklarda siyah cismin ışıma tayf dağılımı

Şekil 3.2.' de görüldüğü gibi, belli bir dalga boyu için,  $I$  ışıma şiddeti sıcaklık yükseldikçe artar. Her sıcaklığa ait tepe noktası,  $T$  yükseldikçe küçük dalga boylarına doğru yaklaşır. Bu sonuç günlük yaşantımızdaki gözlemlerimizle uyum halindedir. Cismin sıcaklığı arttıkça yaydığı ısı çoğalır. Uzun süre ısıtılan cisimlerin önce görünen ışık içinde donuk kırmızı, sıcaklık arttıkça maviye kadar değişim gösteren ışıma yaydığı bilinir. Verilen bir sıcaklık için, deneysel olarak elde edilen enerjinin dalga boyuna göre değişim eğrileri, cisimlerin cinsine bağlı olmaksızın aynı özellikleri taşır. Eğrilerin tepe noktalarına ait dalga boyları  $\lambda$  ile sıcaklık arasında

$$\lambda T = 2897.8 \mu m K \quad (3.4.);$$

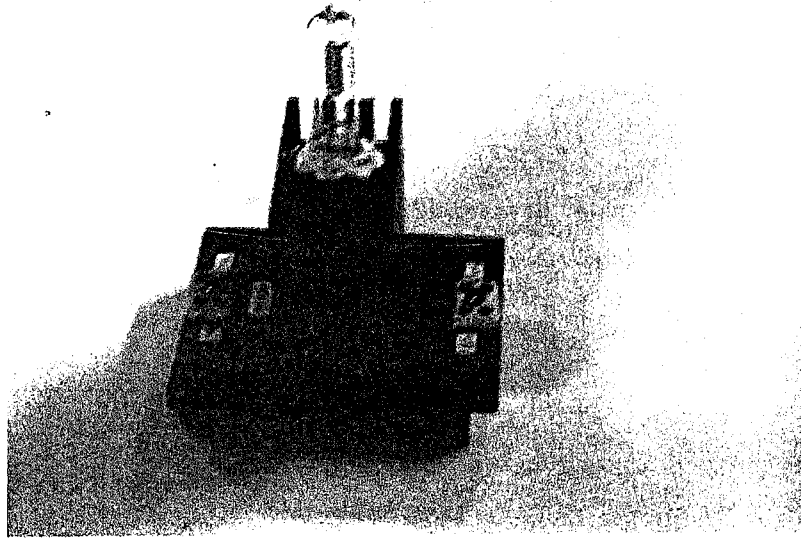
şeklinde bir bağıntı vardır; buna Wien yer değiştirme kanunu denir.



Şekil 3.3., Siyah cismin şematik gösterimi

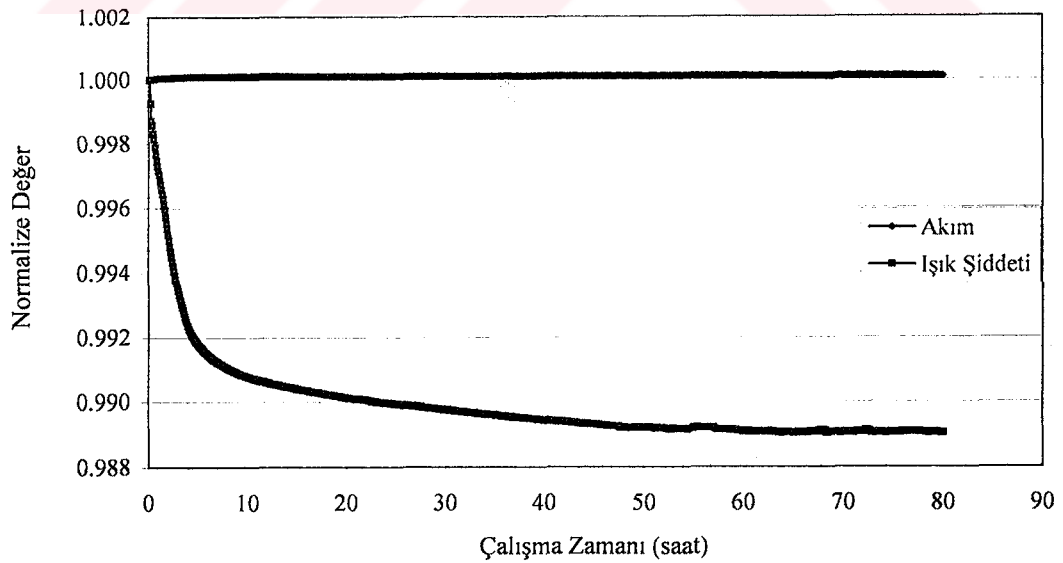
### 3.2. Işınım Standardının Oluşturulması ve Test Edilmesi

Işınım standardı olarak kullanılmak üzere 1000 Watt nominal elektriksel güce sahip FEL tip lambalar seçilmiştir. Deney sonuçları göstermiştir ki FEL tipi bir lambanın toplam çalışma ömrü, lamba prosedüre uygun bir şekilde yaşlandırıldığı, titreşim ve şoklardan korunduğu aynı zamanda nominal güç seviyesinden daha yüksek bir değerde çalıştırılmadığı durumda, beş yüz saate kadar ulaşmaktadır [53, 54]. Işınım düzeyi standardı olarak kullanılmak üzere üç adet FEL tip lamba belirlenmiştir. Bu seçim işlemi onlarca lamba içerisinde cam yapıları ve filaman düzlükleri kontrol edilerek gerçekleştirilmiştir. Bu lambalar yüksek güçlerde (1000 W) çalıştığından dolayı ısınma problemlerini ortadan kaldırmak amacıyla lambaların sabit olarak yerleştirilebileceği hava soğutma kanallı sistem dizayn edilmiştir. Dolgu malzemesi olarak yüksek ısıya dayanıklı düşük elektriksel iletkenliğe sahip seramik malzeme kullanılmıştır (şekil 3.4.).



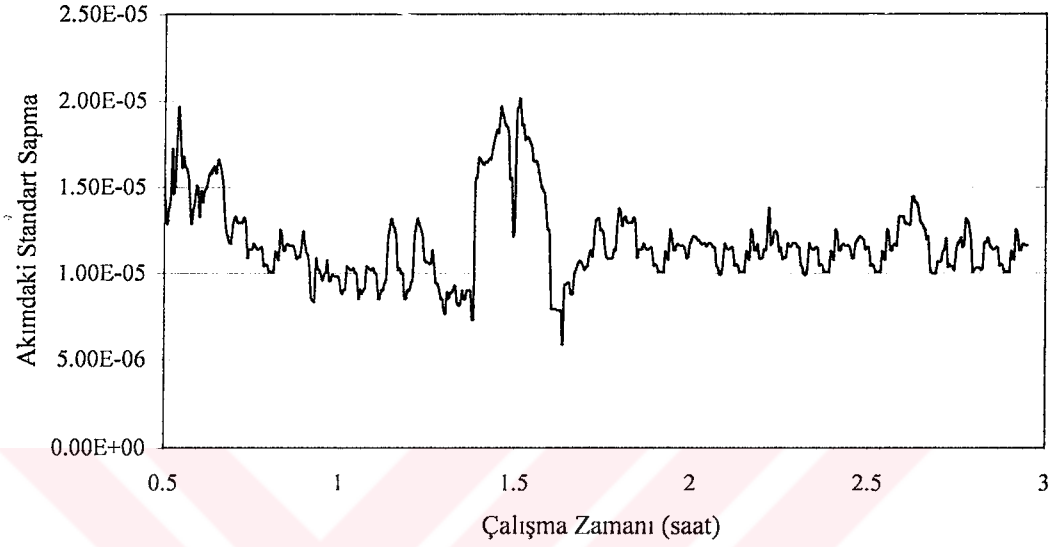
Şekil 3.4., Tayfsal Işınım Düzeyi Standardı

İstenilen renk sıcaklığını sağlamak amacıyla lambalar belirli polaritede ve sabit akımda yaklaşık 80 saat süreyle yaşlandırılmışlardır [55]. Şekil 3.5.' de lambaların yaşlandırma periyodu içerisindeki akım ve ışık şiddeti parametrelerinin kararlılığı gösterilmiştir.



Şekil 3.5., Yaşlandırma prosesi süresince lamba akım ve ışınım kararlılığı

Yaşlandırma işleminden sonra lamba dört bağlantı tekniği kullanılarak sabit polarite de çalıştırılmıştır. Lamba akımı Lab-View temelli bilgisayar kontrollü geri besleme sistemi ile otomatik olarak kontrol edilmiş ve lamba akımındaki göreceli dalgalanmaların üç saat çalışma süresi boyunca  $1.5 \times 10^{-5}$  den daha az olduğu belirlenmiştir (şekil 3.6.,)

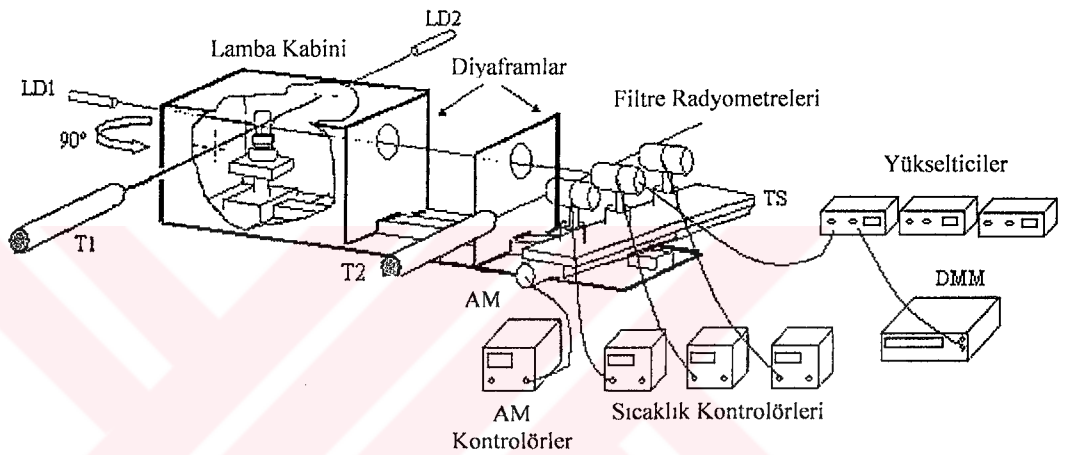


Şekil 3.6., Lamba akımındaki dalgalanmalar

Bu tip lambalar ışınım düzeyi standardı olarak kullanıldığı gibi aydınlık düzeyi ve ışık akısı gibi fotometrik uygulamalarda da kullanılabilir. Bundan dolayı lambaların optik özellikleri 7.2 A ile 8.1 A aralığında test edilmiştir. Bu akım değerleri 2856 K ve 3100 K renk sıcaklıklarına karşılık gelmektedir. On saatlik çalıştırma süresi boyunca lambaların renk sıcaklığı ve ışık şiddeti değerlerinde ki değişimin sırayla  $\pm 2$  K ve % 0.4' den az olduğu gözlemlenmiştir.

#### 4. Ulusal Işınım Düzeyi Ölçeğinin Oluşturulması

On bir filtre için lambaların ışıınım düzeyi ölçümleri şekil 4.1’ deki optik düzenek kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Lambalar hassas filaman ayarı için beş serbestlik derecesine sahip ayar mekanizmaları üzerine yerleştirilmiştir. Lamba filamanının dikey ve yatay ayarı iki adet lazer diyot ve iki adet Teodolite kullanılarak sağlanmıştır.



Şekil 4.1., Işınım Düzeyi Ölçüm Sistemi.

LD-lazer diyot, T-Teodolite, AM- adım motoru, TS-hareket mekanizması, DMM-dijital multimetre.

Filtre radyometre foto aralık merkezlerinin optik eksene göre ayarı bir numaralı lazer diyot kullanılarak sağlanmıştır. Lambalar belirlenen doğru akımda ve polaritede çalıştırılarak kararlı besleme akımı sağlanmış ve böylece hassas ve doğru elektriksel ölçümler gerçekleştirilmiştir. Lamba akımı, kalibreli bir direnç üzerinden ölçülen voltaj kullanılarak belirlenmiştir.

Filaman ve filtre radyometre foto aralığının yüzeyi arasındaki mesafe 500 mm olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu ayarlama işlemi iki aşamada sağlanmıştır: İlk aşamada foto-aralıklar ile tüm filtre radyometrelerin dış yüzeyi arasındaki mesafe ( $d_2$ ) ZEISS-CMM koordinat ölçme makinası kullanılarak tespit edilmiştir. Ardından optik düzenek üzerine yerleştirilmiş olan filtre radyometrelerin dış yüzeylerinin



lambda filamanına uzaklığı ( $d_1$ )  $\pm 1.7$  ppm duyarlılığa sahip HP5529A model lazer interferometre (Helium-neon with automatically tuned Zeeman-split two-frequency output) kullanılarak belirlenmiştir.

Mesafe ölçme işleminde hedef ayarlama özelliğine sahip iki adet Teodolite kullanılmıştır. Birinci Teodolite lambanın filaman merkezine, diğer Teodolite ise filtre radyometrenin dış yüzeyine ayarlanmıştır. Mesafe ölçümleri için sıfır noktası (veya referans nokta) hassas Teodolite ile görüntülenerek merkez filaman yüzeyine ayarlanmıştır. İnterferometrenin Retro-reflektörü taşıyıcı üzerine yerleştirilmiş ve köşe kısmı lambda filaman pozisyonuna ayarlanmıştır. Daha sonra taşıyıcı hareket ettirilerek ilgili mesafeye getirilmiştir. İkinci hassas Teodolite filtre radyometrenin dış yüzeyinin kenarını bu noktaya ayarlamak için kullanılmıştır. Son mesafe  $d=d_0(1+(\Delta l_1+\Delta l_2)/d_0)$  olacak şekilde hesaplanmıştır. Burada  $\Delta l_1$  ve  $\Delta l_2$  her iki Teodolitin pozisyonlama doğruluğudur.

Filtre radyometreler bilgisayar kontrollü yer değiştirme sistemi üzerine yerleştirilmiş ve optik eksene göre ayarları bu sistem kullanılarak sağlanmıştır. Filtre radyometresinin çıkış sinyali yüksek doğruluğa sahip bir akım voltaj yükseltici ve iyi kalitede sayısal voltmetre kullanılarak ölçülmüştür (DVM). Kaçak ışık seviyesini azaltmak ve düzgün ışık dağılımı elde etmek amacıyla filtre radyometre ve lambda arasına iki *baffle* yerleştirilmiştir. Tayfsal ışınım düzeyi, ışık şiddeti ve aydınlık düzeyi ölçeklerinin oluşturulması için gerekli ölçümler bu deney düzeneği ile sağlanır.

#### 4.1. Hesaplama Prensibi

Dalga boyuna bağlı geçirgenliği  $\tau(\lambda)$  bilinen bir girişim filtresi ile filtrelenmiş bir kaynağın tayfsal ışınım düzeyine  $E(\lambda)$  karşı tayfsal duyarlılığı  $R(\lambda)$  olmak üzere, filtre radyometrenin foto akımı aşağıdaki eşitlik ile belirlenir [56].



$$i = A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda \quad (4.1.);$$

burada, A filtre radyometrenin aktif alanını belirleyen foto aralığının alanıdır.

Filtrenin etkin dalga boyundaki  $\lambda_{eff}$  kaynağın tayfsal ışıma düzeyi, eşitlik 4.2. ile verilir.

$$E(\lambda_{eff}) = \frac{i}{A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda} \quad (4.2.);$$

Filtrenin etkin dalga boyu şu şekilde elde edilir;

$$\lambda_{eff} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \tau(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau(\lambda) d\lambda} \quad (4.3.);$$

FEL tip lambalar soğurma ve emisyon çizgileri olmayan düzenli spektruma sahiptirler ve bu tip lambaların tayfsal güç dağılımları Planck ışıma kaynağının güç dağılımına oldukça yakındır [57]. Bu nedenden dolayı girişim filtrelerinin belirli dalga boylarında elde edilen ışıma düzeyi değerleri matematiksel yaklaşım fonksiyonları kullanılarak geniş bir dalga boyu aralığında belirlenebilir [58].

$$E_c(\lambda) = (1 + A_1 \lambda) \exp(A_0 + A_2 / \lambda) \lambda^{-5} \quad (4.4.);$$

Burada  $A_0$ ,  $A_1$ , ve  $A_2$  fit parametreleridir. Üstel terim ise Siyah Cismin teorik tayfsal ışımasına bir yaklaşımı ifade eder. Bu fonksiyon tungstenin tayfsal emisivite etkisini ve lambda camının tayfsal geçirgenliğini de kapsamaktadır. Fit parametreleri en küçük kareler metodu kullanılarak ve hesaplanan  $E_c$  ve ölçülen  $E_m$  ışıma düzeyi

arasındaki fark minimize edilerek bulunmuştur. Ortalama göreceli fark  $\bar{RD}$  olarak verilir;



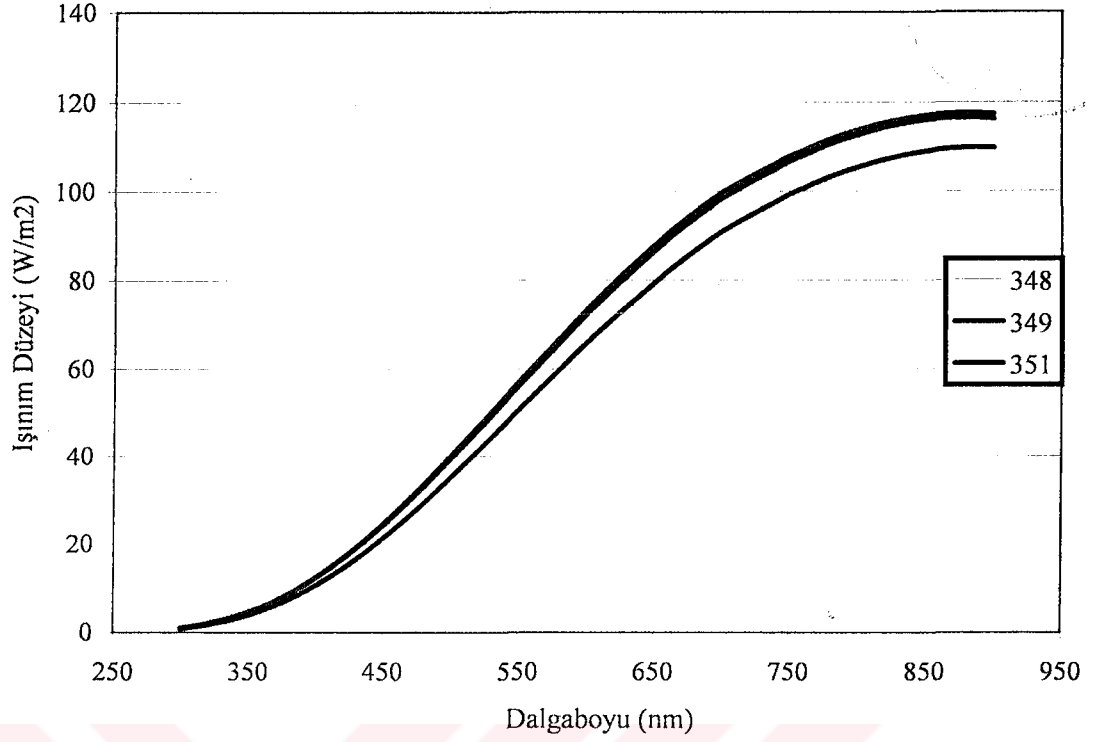
$$RD(A_0; A_1; A_2) = \sum_i [(E_c(\lambda_i) - E_m(\lambda_i)) / (E_m(\lambda_i))]^2 \quad (4.5.);$$

Lamba ölçüm verilerinin yer aldığı tayfsal bölgede, her bir lambda için en küçük kareler fit sonucuna bağlı olarak bir doğrulama faktörü  $C(\lambda_i)$  hesaplanmıştır. Daha sonra 286 nm - 901 nm dalga boyu aralığında bir ortalama doğrulama faktörü belirlenmiştir. Ardından fit uygulama işlemi her bir lambda için ölçülen ve hesaplanan değerler arasındaki ortalama göreceli fark 286 nm - 635 nm dalga boyu aralığında minimize edilerek tekrar edilmiştir. Modifiye edilmiş hata fonksiyonu  $DM(A_0; A_1; A_2)$  eşitlik 4.6' da verilmiştir.

$$DM(A_0; A_1; A_2) = \sum_i G(\lambda_i) [(E_c(\lambda_i) - C) / (E_m(\lambda_i))]^2 \quad (4.6.);$$

Burada,  $G(\lambda_i)$  dalga boyu bağımlı ölçüm doğruluğu için ağırlık fonksiyonudur. Her bir lambda için yeni doğrulama faktörleri  $C(\lambda_i)$  tanımlanmış ve parametreler için bu yeni revize olmuş değerlerin ortalaması alınmıştır.

Fit işlemi eşitlik 4.6.' ya göre elde edilmiş ve bu minimizasyondan sonra lambalar için elde edilen parametrelerle lambaların ışınım düzeyi değerleri 286 nm ile 901 nm dalga boyu aralığında belirlenmiştir (Şekil 4.2).



Şekil 4.2. Lambaların Standart Işınım Düzeyi Değerleri

Elde edilen çözümün kararlılığı her bir filtreden elde edilen sonuçlardan birini çıkarıp analiz işlemini tekrar uygulayarak belirlenmiştir. Burada uygulanan analiz işleminin görünür bölgedeki ölçüm belirsizliğini % 0.24 arttırdığı bulunmuştur. Morötesi bölgede interpolasyon işleminin göreceli standart belirsizliğinin 0.28 ile 0.49 arasında değiştiği tespit edilmiştir.

Metodun doğruluğunu ve uygulanabilirliğini değerlendirmek amacıyla Almanya Metroloji Enstitüsünden (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) izlenebilirliğe sahip iki adet FEL tip lambanın ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu lambalar için bulunan tayfsal ışınım değerleri ve Almanya Metroloji Enstitüsünün vermiş olduğu değerlerin karşılaştırması sonunda maksimum fark 290 nm dalga boyu civarında % 2.8 olarak bulunmuştur.

## 4.2. Belirsizlik Bütçesinin Oluşturulması

Işınım düzeyi ölçeği için her bir dalga boyundaki belirsizlik bileşenleri çizelge 4.1.' de verilmektedir. Bileşenler detektör duyarlılığı, filtre geçirgenliği, foto aralık alanı, ışınım düzeyi ölçümleri ve interpolasyon olarak 5 bölüme ayrılmıştır.

Detektör duyarlılığı olarak belirtilen belirsizlik; düşük sıcaklık radyometresi, detektörün doğrusallıktan sapması, içsel kuantum verim ve tayfsal yansıtma modellemesi, fotoakım ölçümleri ve payro-elektrik radyometrenin tayfsal soğurmasından kaynaklanan belirsizlik bileşenlerinin kombinasyonundan oluşmaktadır.

İçsel kuantum verim ve tayfsal yansıtma modellemesinden kaynaklanan göreceli belirsizlik görünür ve yakın kızılötesi bölgelerde % 0.04 seviyesindedir. Morötesi bölgede içsel kuantum verim ve tayfsal yansıtma modellemesi belirsizlik bütçesinde yer almamaktadır. Fakat payro-elektrik radyometrenin tayfsal düzgünlüğü belirsizliğe etki etmektedir. Bunun nedeni ise bu bölgedeki ölçümlerde payro-elektrik radyometrenin kullanılmış olmasıdır. Bu belirsizlik bileşeni 286 nm ve 360 nm dalga boyları aralığında % 0.47 ile % 0.20 arasında değişmektedir.

Tayfsal geçirgenlik ölçümlerindeki ana belirsizlik kaynaklarından ikisi filtre geçirgenlik bant aralığı dışındaki istenmeyen geçirgenlikler ve filtre yüzeyinde meydana gelen sıcaklık değişimleridir. Bu belirsizlik kaynakları incelenmiş ve elde edilen değerler çizelge 4.1.' de verilmiştir. Çift kasa monokromatörün doğruluğu ve hassaslığı araştırılmış ve ölçümlere olan etkisi hesaplanmıştır. Ölçüm sisteminden kaynaklanan iki çeşit hata mevcuttur. Bunlar, dalga boyu kayması ve pik geçirgenlikleri olarak verilebilir. İlk hata kaynağı ışınım düzeyi değerlerinin hesaplandığı 286 nm ve 360 nm dalga boyu bölgesinde maksimum değerleri 0.23 % den 0.18 %' e değişen belirsizlikler meydana getirmektedir.

Hesaplanan ışınım düzeyi değerlerindeki belirsizliğin etkisi görülür ve yakın kızılötesi bölgelerde % 0.08 seviyesindedir. Efektif dalga boyundaki geçirgenlik

değerinin belirsizlikleri kullanılarak, pik geçirgenlik belirsizlik bileşenleri hesaplanmıştır. En düşük değer 692 nm dalga boyunda % 0.06 olarak ve en yüksek değer 286 nm dalga boyunda % 0.74 olarak belirlenmiştir. Filtre sıcaklık değişimlerinin ölçülen tayfsal ışınım düzeyine etkisi değişik sıcaklık değerlerinde analiz edilmiştir. Analiz işlemlerinin sonucunda, sıcaklık değişimlerinden kaynaklanan belirsizlik değerleri tüm filtreler için bulunmuştur. Hesaplanan maksimum göreceli belirsizlik % 0.02 olarak bulunmuştur. Filtre bant geçirgenliği dışında meydana gelen istenmeyen geçirgenlik değerlerinden kaynaklanan belirsizlik bileşeni 290 nm dalga boyu civarında % 0.33 seviyesindedir. Bu belirsizliğe ölçüm sisteminin çözünürlüğü neden olmaktadır.

Foto aralığının alan ölçümlerindeki göreceli belirsizlik değeri % 0.1 olarak bulunmuştur. Işınım düzeyi ölçüm belirsizliği; mesafe ölçümü ve tekrarlanabilirliğin kombinasyonudur. Mesafe ölçümleri bölüm 4' de tanımlandığı biçimde yüksek doğrulukla elde edilmiştir. Hesaplanan tayfsal ışınım düzeyi değerlerindeki belirsizlik % 0.03 olarak bulunmuştur. Yüksek doğruluklu tekrarlanabilir ölçümler, interferometre kontrollü hareket sistemi ile sağlanmıştır. İnterpolasyondan kaynaklanan belirsizlik bileşeni, tayfsal ışınım düzeyi hesaplamalarında kullandığımız teorik modele bağlıdır.

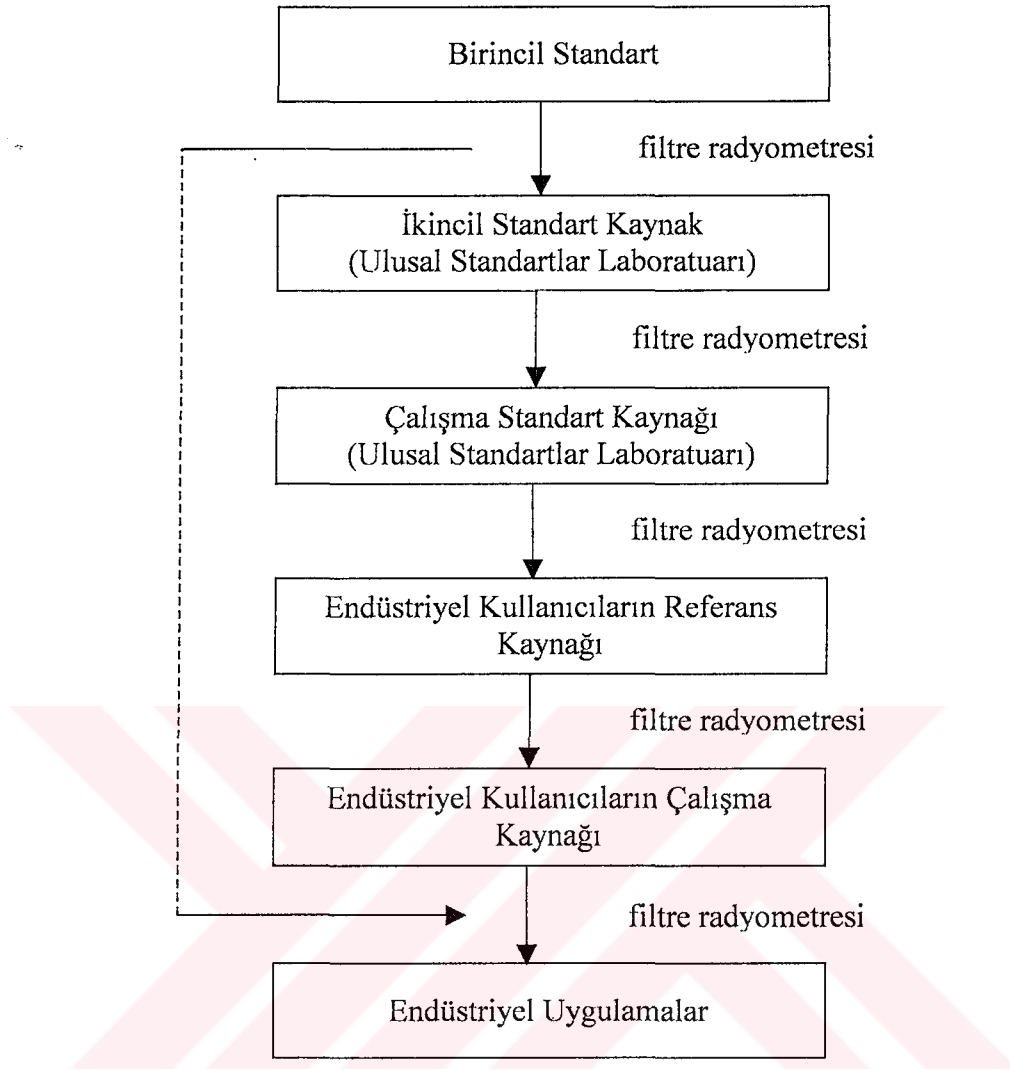
Çizelge 4.1., Tayfsal ışınım düzeyi ölçümlerinin belirsizlik bütçesi

| Belirsizlik Kaynağı                | 100 x göreceli standart belirsizlik |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |  |
|------------------------------------|-------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|--|
| Efektif Dalga boyu / nm            | 291                                 | 304  | 315  | 333  | 404  | 434  | 555  | 633  | 692  | 803  | 906  |  |
| Detektör duyarlılığı               | 0.56                                | 0.56 | 0.56 | 0.56 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 |  |
| Filtre Geçirgenliği                | 0.86                                | 0.44 | 0.39 | 0.32 | 0.22 | 0.19 | 0.08 | 0.09 | 0.11 | 0.17 | 0.17 |  |
| Foto Aralık Alanı                  | 0.01                                | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 |  |
| Işınım Düzeyi Ölçümleri            | 0.28                                | 0.18 | 0.15 | 0.17 | 0.13 | 0.12 | 0.12 | 0.12 | 0.12 | 0.12 | 0.12 |  |
| İnterpolasyon                      | 0.49                                | 0.31 | 0.28 | 0.32 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 |  |
| Birleştirilmiş Std. Belirsizlik    | 1.17                                | 0.80 | 0.75 | 0.74 | 0.35 | 0.33 | 0.28 | 0.29 | 0.29 | 0.32 | 0.32 |  |
| Genişletilmiş Belirsizlik<br>(k=2) | 2.3                                 | 1.6  | 1.5  | 1.5  | 0.7  | 0.7  | 0.6  | 0.6  | 0.6  | 0.6  | 0.6  |  |

Gerçek dünyadaki ölçümler monokromatik değildir ve optik ışıının ölçümleri için kullanılan kaynaklar birçok rengi içeren kaynaklardır [59]. Gaz boşalmalı lambalar, siyah cisim, dünya ve güneş başta olmak üzere bu kaynaklar fotometri, spektoradyometri, payrometri, uzay bilimi ve uzaktan algılama gibi çok geniş bilimsel uygulamalarda kullanılmaktadır. Her durumda da genellikle belli bir tayfsal aralıktaki ışıının çok doğru ölçümüne ihtiyaç duyulmaktadır. Bazı durumlarda talep edilen toplam ışıının ölçümüdür. Toplam güneş ışıının ölçmek için uzaya gönderilmiş olan düşük sıcak radyometresi ile gerçekleştirilen güneş ışıının düzeyi ölçümleri örnek olarak verilebilir [60]. Belirtilen tüm bu ölçümlerin yüksek doğrulukta gerçekleştirilmesi isteniyorsa, birincil seviye cihaz olarak düşük sıcaklık radyometresi kullanılmalıdır.

Eğer mutlak sonuçların elde edilmesi isteniyorsa iyi karakterize edilmiş tayfsal filtrelemeye sahip kaynak kullanılması gerekmektedir. Bu nedenden dolayı bir düşük sıcaklık radyometresi kullanılarak bir kaynağın tayfsal bilgisini doğrudan elde etmek oldukça zordur. Filtre radyometreleri kullanılarak bir kaynağın tayfsal bilgisine birkaç ölçüm neticesinde ulaşmak mümkündür. En bilinen filtre radyometresi örnekleri fotometreler, payrometreler, spektoradyometreler UVA ve UVB radyometreler v.b. olarak sıralanabilir.

Eğer filtre radyometreler düşük sıcaklık radyometresi ile çok renkli kaynaklar arasındaki bağıntının kurulması amacıyla kullanılmak istenirse, tayfsal karakteristiklerinin iyi bilinmesi zorunludur. Bu, genellikle doğrudan radyometreyle veya radyometreyi oluşturan bileşenlerin, düşük sıcaklık radyometresi kullanılarak lazer dalga boylarında kalibrasyonu ile sağlanır. Filtre radyometreler, monokromatör veya değişik dalga boylarında lazerler kullanılarak karakterize edilir [61]. Her iki yöntem ile karakterize edilmiş olan filtre radyometre kullanılarak elde edilen izlenebilirlik akış diyagramı şekil 4.3.' de verilmektedir.



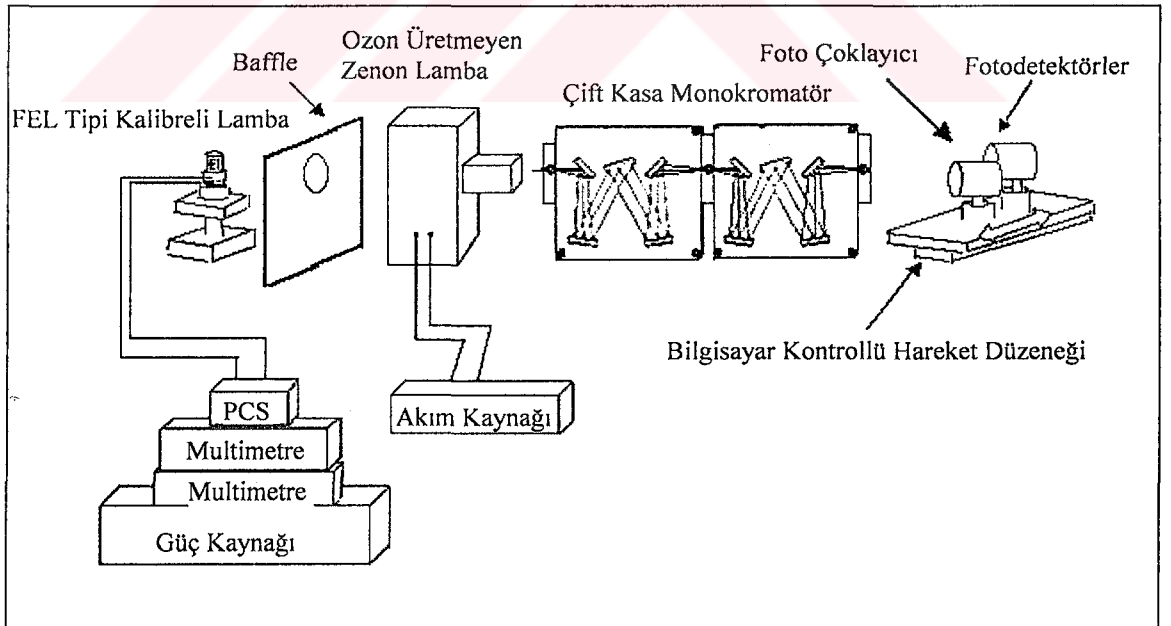
Şekil 4.3., Fotometrik ve Radyometrik Ölçümler İçin İzlenebilirlik Zinciri

Doğruluğu muhafaza edebilmek için her kalibrasyon adımında radyometrenin tayfsal karakteristiğinin değerlendirilmesi gerekmektedir. Çok renkli kaynak ölçeğini oluşturmak için daha kısa yol şekil 4.3.' de noktalı çizgi ile gösterilmiştir. Bu yaklaşımda bir çok ara adım ortadan kaldırılarak kalibrasyon zincirinin boyu kısaltılmış, böylece ölçümlerin doğruluğu artırılmış ve masrafi azaltılmıştır.

## 5. Monokromatörün Verimlilik Kalibrasyonu

Işınım düzeyi ölçeği oluşturulduktan sonra güneş ışınım radyometrelerinin spektrometrik kalibrasyonu için Bentham tipi çift kasa monokromatör kalibre edilmiştir. Kalibrasyon işlemi 290 nm – 900 nm dalga boyu aralığında tayfsal ışınım düzeyi değerleri elde edilmiş 1000 W standart FEL tipi tungsten halojen lamba kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Giriş ve çıkış yarıkları, kabul edilebilir sinyal gürültü oranında en düşük sistematik ölçüm hatası meydana getirecek ve 2 nm yarı bant genişliği verecek şekilde seçilmiştir. Lamba akımı, paralel bağlı iki akım kaynağı ile kararlı bir şekilde çalıştırılmıştır. Bu teknik hakkında detaylı bilgi ve sistemin performansı bölüm 4.' de aktarılmıştır.

Şekil 5.1.' de görüldüğü gibi, lamba 500 mm mesafeye hassas olarak yerleştirilmiştir. Bir adet baffle, kaçak ışık etkisini düşürmek amacıyla lamba ile monokromatör arasına yerleştirilmiştir. Monokromatörün çıkış sinyali tayfsal olarak kalibreli silikon tuzak detektör kullanılarak ölçülmüştür.



Şekil 5.1., Monokromatör Kalibrasyon Sistemi. P.S.2 Güç Kaynağı

Karakterizasyon işleminden sonra güneş ışıının ölçerlerin spektrodymetrik yöntemle kalibrasyonu için kararlı bir güç kaynağı tarafından beslenen 1000 W zenon ark lambası, monokromatör giriş bölümüne yerleştirilerek çalıştırılmıştır. Belirlenen besleme değesinde akım kararlılığındaki değışimin % 0.2' den az olduğu belirlenmiştir. Ölçümler tavan ve duvarları siyah kaplı ve sıcaklık kontrollü ortamda gerçekleştirilmektedir.



## 6. Işık Şiddeti Biriminin Oluşturulması

### 6.1. Işık Şiddeti Birimi Kandela'nın Metrolojik Tanımı

Orjinal olarak, 1979'da kandela şöyle tanımlanmıştı;

*'The candela is the luminous intensity, in a given direction, of a source that emits monochromatic radiation of frequency  $540 \times 10^{12}$  Hertz and that has a radiant intensity in that direction of 1/683 watt per steradian.'*

Yeni tanımda (new candle) öncelikle geniş bantlı bir yayılıma sahip karacisim yerine, sadece tek dalga boylu bir ışıınımdan sözedilmektedir. Aslında burada herhangi bir bilinen kaynak ya da sistem de tanımlanmamaktadır, sadece 555 nm'deki lümen ile watt arasındaki matematiksel ilişki verilmektedir. Bu bağlamda kandela, teknolojik olarak mevcut üç temel kaynağa göre gerçekleştirilebilir: kara cisimlere bağlı kaynak temelli eski yöntem, mutlak radyometre kullanılan detektör tabanlı yöntem ve eğer mevcutsa, *synchrotron* ışıınımlı kullanıldığı yöntem.

Böylece fotometrik ve radyometrik ölçek ilişkilendirilmektedir. Zaten her radyometrik birimin fotometride bir karşılığı mevcuttur. Bu ifade tarzı, lümenle bağıntılı ışık şiddetinin, mevcut teknolojiye, bilinen *duyarlılık* değerli detektörlerle radyometrik tanıma yönlendirme olarak ta yorumlanabilir. Ancak nasıl gerçekleştirileceği yöntemi tanımda belirtilmemektedir.

İşaret edilen  $540 \times 10^{12}$  Hertzlik referans frekans değeri, insan gözünün en hassas görebildiği nokta olan 555.016 nm' ye karşılık gelmektedir. Frekanslar havanın kırılma indisiyle değişmediğinden, burada kaynağın dalga boyu yerine frekansı tanımlanmaktadır. Ayrıca bu dalga boyu hassasiyet eğri grafiğinde fotopik ve skotopik görme eğrilerinin kesiştiği hattır. İnsan gözünün gün ışığını görme hassasiyet eğrisi olan  $V(\lambda)$ , 360-830 nm dalga boyları arasında, CIE tarafından deneysel ölçümlerle 1931 yılında standartlaştırılmıştır. Düşük sıcaklık radyometresi ve tuzak detektörlerdeki çalışmalar, detektör karakterizasyonundaki ve dolayısıyla kandeladaki belirsizliğin düşürülmesini sağlamıştır.

Yeni tanımda verilen en önemli unsur 683 lm/W değeridir. Radyometriden fotometriye geçişteki verilen anahtar sayı budur. Aslında bilinen Planck eşitliğinde de, eski tanımdaki gibi 600000 Cd/m<sup>2</sup> için Pt sıcaklığında (2041.25 K) ve  $n=1.00028$ ,  $c_1=3.7417749E-16$ ,  $c_2=0.01438769$  değerleri yerine konulursa  $K_m$  için 685.7 gibi çok yakın bir değer de elde edilir. 683 lm/W kara-cisimlerden elde edilen birkaç güvenilir deneysel verinin kabul edilen ortalamasıdır.

Genellersek, fotometri, ışık kaynaklarını algılamamız olarak kısaltılabilir. İnsan gözünün duyarlılığına bağımlılık fotometriye farklı bir belirsizlik getirir. Bu nedenle bazılarının göre Kandela fiziksel değil, fizyolojik bir niceliktir [62] ve bu açıdan *Sievert* (doz) türev birimine benzer [63]. Bu bağlamda kandela, bir ağırlık fonksiyonu üzerinden gerçekleştirilmesi açısından diğer SI birimlerinden ayrılır.

Anlaşılması için, verilen son kandela tanımını bir pratik örnekle açıklamak uygun olabilir: 100 W'lık normal bir ampul ortalama olarak 135 cd değerli bir ışık şiddeti verir. Işık akısı 1700 lm civarındadır. Yani bu bilgileri yukarıdaki kandela tanımına aktarırsak, bu lambanın radyometrik olarak 555nm' de  $135 \times (1/683)$  W/sr güçlük bir ışınım şiddeti vardır.

## 6.2. Kandelanın Fiziksel ve Matematiksel Çıkarımı

Kısaca, radyometri: optik ışınımın fiziksel özelliklerini tanımlayan bilim dalıdır ve temel birimi ışınım akısı (*Radiant Flux*) ,  $\Phi_e$  'dir. Bu terim pratikte birşeyden geçen ya da transfer edilen optik gücü ifade eder. Kandelanın detektör tabanlı gerçekleştirilmesinde, tayfsal ışınım akısı için bilinen (yani karakterize edilen) duyarlılığa sahip standart detektörlü sistemler kullanılır.

Fiziksel olarak, bir kaynağa ait ışık şiddeti Kandela;  $I_v$ , verilen yönde yayımlanan her katı açıdaki ışık akısıdır ve noktasal bir ışık kaynağı için (Lm/sr) cinsinden şu ifadeyle tanımlanır;

$$I_v = \frac{d\phi_v}{d\Omega} = K_m \int V_\lambda I_{e\lambda} d\lambda \quad (6.1.);$$

Burada  $K_m = 683 \text{ Lm/W}$ , 1979'daki tanımla sabitleştirilmiştir ve 555 nm' de 1 Watt'lık ışınım karşılık gelen lümenleri ifade eder.  $I_{e\lambda}$  ise tayfsal ışınım şiddeti olarak adlandırdığımız radyometrik büyüklüktür. Bu terim tayfsal ışınım akısı cinsinden de ifade edilebilir;

$$I_{e\lambda} = \frac{d\phi_{e\lambda}}{d\Omega} = \frac{\phi_{e\lambda}}{\Omega} = \phi_{e\lambda} \cdot \frac{d^2}{A} \quad (6.2.);$$

$$I_v = K_m \int V_\lambda I_{e\lambda} d\lambda = 683 \int_{380}^{780} V_\lambda I_{e\lambda} d\lambda = 683 \cdot \frac{d^2}{A} \int_{380}^{780} V_\lambda \phi_{e\lambda} d\lambda \quad (6.3.);$$

Bu tanımda,  $d$ : ışık kaynağı-foto aralık (*Aperture*) uzaklığı ve  $A$  ise foto aralık alanı olarak laboratuarda ölçülmesi gereken boyutsal niceliklerdir. Bu noktada, detektör tabanlı gerçekleştirmedeki fotometre, ideal tayfsal duyarlılığı  $V_\lambda$  olan bir filtre radyometresi olarak tanımlanabilir. Ancak gerçekte hiçbir filtre standart  $V_\lambda$  eğrisine uymadığından bu ifade düzeltilmelidir. Bir fotometre başlığı için tayfsal duyarlılık ifadesi bir çarpıma dönüştürülebilir;  $S(\lambda) = S(555) \cdot S_{rel}(\lambda)$ . Burada  $s(555)$ : ilgili tepe dalga boyunda fotometre başlığının kendisinin mutlak (*Responsivity*) duyarlılığıdır. Yani, doğrudan tuzak detektöre göre monokromatör düzeneğinde 555 nm' de karşılaştırmalı ölçülmesi gereklidir.  $S_{rel}(\lambda)$  ise fotometre başlığının aynı düzeneğe, 1' e normalize edilmiş şekilde tayfsal duyarlılık eğrisinin bulunması işlemidir.

Ölçümlerde temel alınan bir nokta, algılanan fotometre akım değerinin, ölçülen lamba ışık şiddeti ile olan doğrusal ilişkisidir. Yani,  $i$ : fotometre akım çıktısı olursa,

$$i \propto I_v \propto \int_{380}^{780} V_\lambda \phi_{e\lambda} d\lambda = \int_{380}^{780} S_\lambda s(555) \phi_{e\lambda} d\lambda \quad (6.4.);$$



Hesaplamalarda kolaylık olması için ve fotometrenin ideale yakınlığını belirten karakteristik bir büyüklük olduğu için burada, dalga boyuna bağlı rölatif duyarlılık integrasyonu (*Spectral Mismatch*) faktörü,  $f$ , tanımlanır;

$$f = \frac{\int V_{\lambda} \phi_{e\lambda} d\lambda}{\int S_{\lambda} \phi_{e\lambda} d\lambda} \quad (6.5.);$$

Renk Düzeltme (*Color Correction*) faktörü olarak ta adlandırılan bu değer, özellikle kalibrasyon kaynağından farklı bir tayfsal dağılıma sahip bir kaynağın ışık şiddetinin doğrulukla ölçülebilmesi için gereklidir.

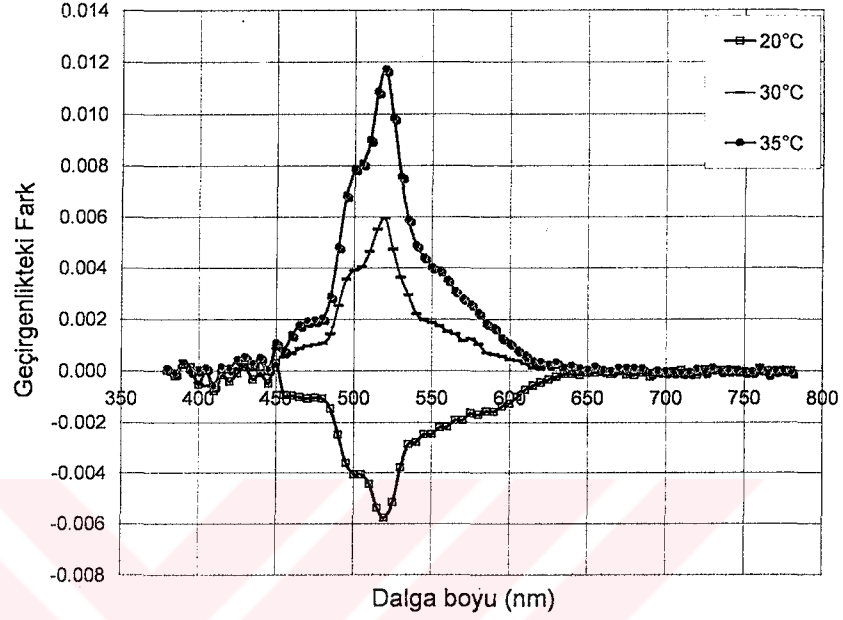
Böylece ışık şiddeti ve fotometre akımı ifadesi şuna dönüşür;

$$I_v = 683 \cdot \frac{d^2}{A} f \frac{i}{s(555)}$$

### 6.3. Fotometre Başlığı

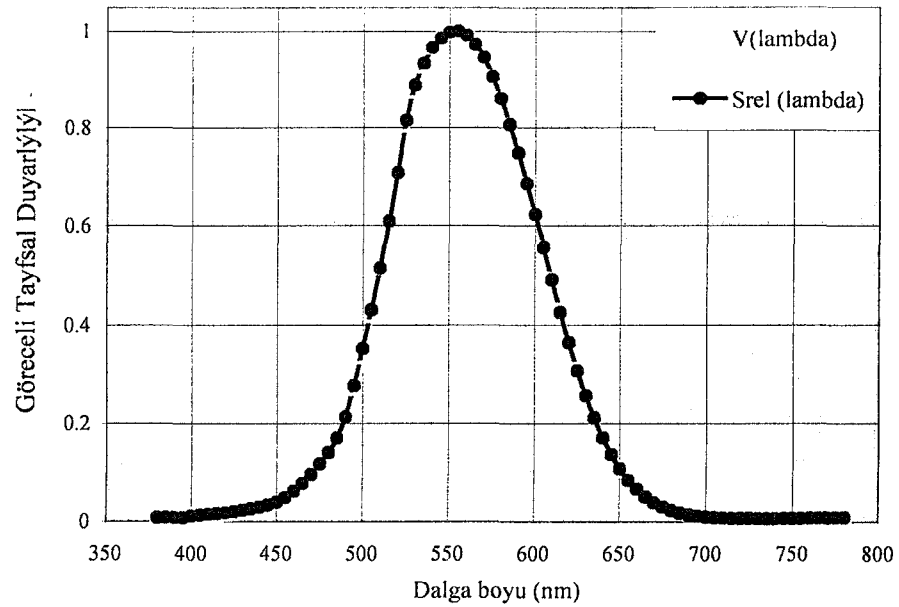
Fotometre başlığı, duyarlılığı mutlak olarak kalibreli bir silikon detektör, bir  $V(\lambda)$  filtre ve alanı bilinen özel bir foto-aralıktan oluşmaktadır. Dizayn edilmiş filtre radyometre içerisinde  $V(\lambda)$  filtresinin kullanılmasıyla fotometre oluşturulmuş olur. Filtre radyometresini (bundan sonra bu bölümde fotometre başlığı olarak geçecek) oluşturan parçaların karakterizasyon ölçümleri önceki bölümlerde aktarılmıştır. Fotometre başlığının oluşturulması amacıyla dış çapı 15 mm olan 3 adet filtre PRC firmasından satın alınmıştır [64]. İyi bir fotometre için, fotodiyot duyarlılığının ve  $V(\lambda)$  filtrenin geçirgenliğinin kombinasyonu ideal  $V(\lambda)$  grafiğine yakın olmalıdır. Fakat fotometrenin akım duyarlılığı, özellikle filtrenin sıcaklık değişimlerinden etkilenebilmektedir. Bunun nedeni, ısısal dalgalanmalar nedeniyle filtrenin geçirgenlik özelliklerinin değişmesinden kaynaklanmaktadır.  $V(\lambda)$  filtrenin tayfsal

geçirgenliğinin sıcaklık bağımlılığı, filtre radyometresi değişik sıcaklıklarda çalıştırılarak ölçülmüştür. Şekil 6.1.'de dikey eksen,  $V(\lambda)$  filtrenin değişik sıcaklıklardaki geçirgenlik değerlerinin 25 C° deki geçirgenlik değerinden farkını göstermektedir.

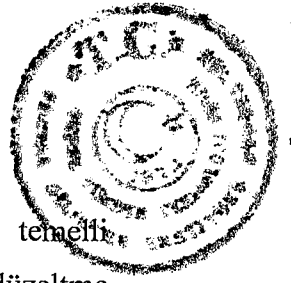


Şekil 6.1.,  $V(\lambda)$  filtrenin geçirgenliğinin sıcaklıkla değişimi

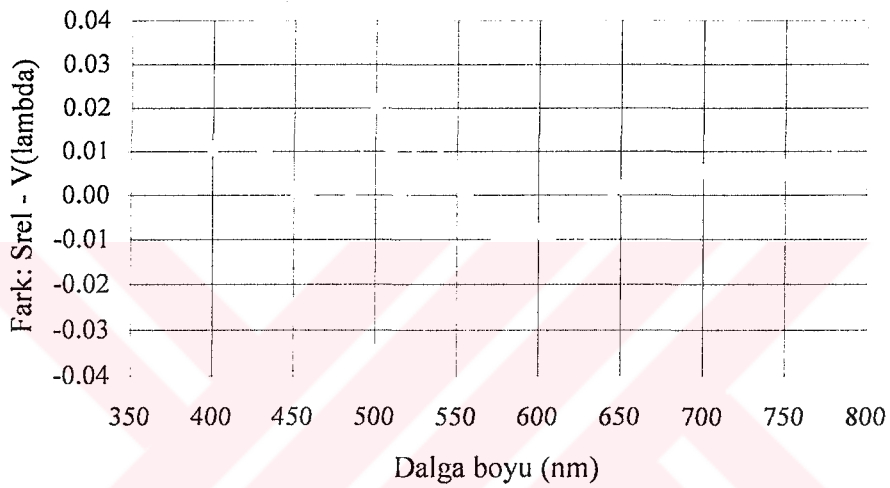
Şekilden, 555 nm pik geçirgenlik değeri için göreceli sıcaklık katsayısı -0,07 %/C° olarak bulunmuştur.



Şekil 6.2., Göreceli Tayfsal Duyarlılık



Fotometre başlığının göreceli duyarlılığı çift-kasa monokromatör temelli spektrofotometrik ölçüm sistemi kullanılarak belirlenmiştir. Renk düzeltme fonksiyonu, standart  $V(\lambda)$  grafiği için hesaplanmıştır. Elde edilen fotometre duyarlılığının ideal  $V(\lambda)$  grafiği ile karşılaştırması şekil 6.2.'de verilmektedir. Daha iyi anlaşılabilmesi için fotometre duyarlılığının  $V(\lambda)$  grafiğinden farkı büyütülmüş ölçekle şekil 6.3.' de verilmektedir.



Şekil 6.3.,  $V(\lambda)$  nın  $S_{rel}(\lambda)$  ile göreceli olarak karşılaştırması

#### 6.4. Tayfsal güç dağılım ölçümleri

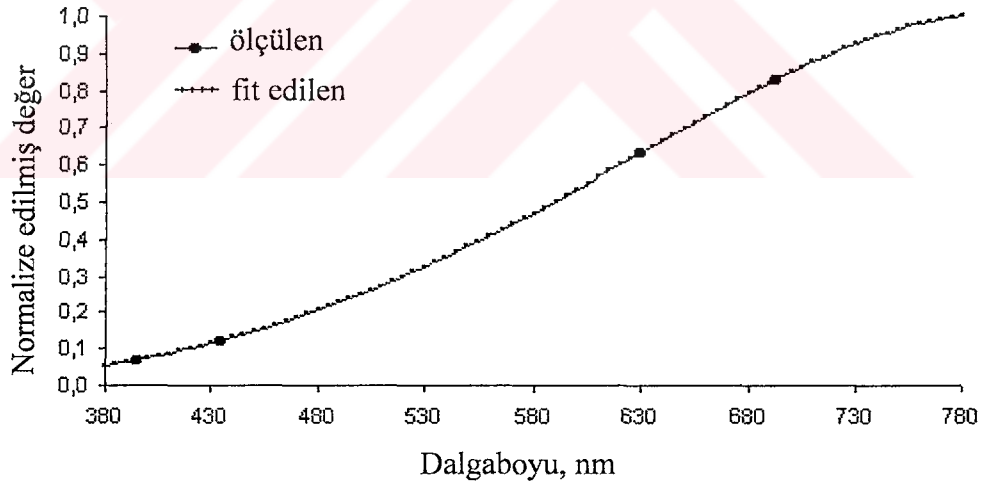
Işık şiddeti birimi kandela oluşturulurken bilinmesi gerekli en önemli nokta realizasyonun 2856 K renk sıcaklığında yapılmasıdır. Renk sıcaklığı, Planck tipte ışıyıcının kromatik fonksiyonuna bağlı olarak temel bir tanıma sahiptir. Burada ışıyıcının sıcaklığı, CIE 1960 u, v kromatik koordinatlarını tanımlamak için kullanılmıştır. Eğer tungsten filamanlı bir kaynağın tayfsal güç dağılımı bilinirse, renk sıcaklığı CIE 1931 kromatik koordinatlarından kolaylıkla tanımlanır [65].

Laboratuarda kandelanın gerçekleştirilmesi işleminde ışık kaynağı olarak Osram Wi41/G tipi lamba kullanılır. Lambanın tayfsal güç dağılımı fotometrik



sistemde altı adet girişim filtresi ve filtre radyometresi kullanılarak ölçülmüştür. Kullanılan girişim filtrelerin merkez dalga boyları 333 nm, 404 nm, 434 nm, 630 nm, 692 nm ve 803 nm' dir. Filtrelerden beşi 10 nm bant genişliğine 803 nm merkez dalga boylu filtre ise 40 nm bant genişliğine sahiptir. Tüm filtreler için, geçirgenlik değerleri şekil 2.26.' de görülmekte olan çift kasa monokromatör ölçüm sisteminde 1 nm'lik adımlarla hassas olarak ölçülmüştür. Lambanın tayfsal güç dağılımı bölüm 4.1.'de ayrıntılı olarak açıklandığı biçimde elde edilir (şekil 6.4.).

CIE (Commission Internationale de l'Eclairage) renk eşleme fonksiyonlarından  $x(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$  ve  $\bar{z}(\lambda)$  elde edilen kromatik koordinatlardan (x, y) veya (u,v) ışık kaynağının renk sıcaklığına ulaşmak için Excel tabanlı bir program yazılmıştır. 380 nm ve 780 nm dalga boyu aralığında lambaların ölçülen tayfsal güç dağılımlarını 5 nm aralıklarla programa ekleyerek CIE üçtürsel değerleri (X, Y ve Z) hesaplanır ve ardından kromatik koordinatlar (x, y) ve (u, v) elde edilir.

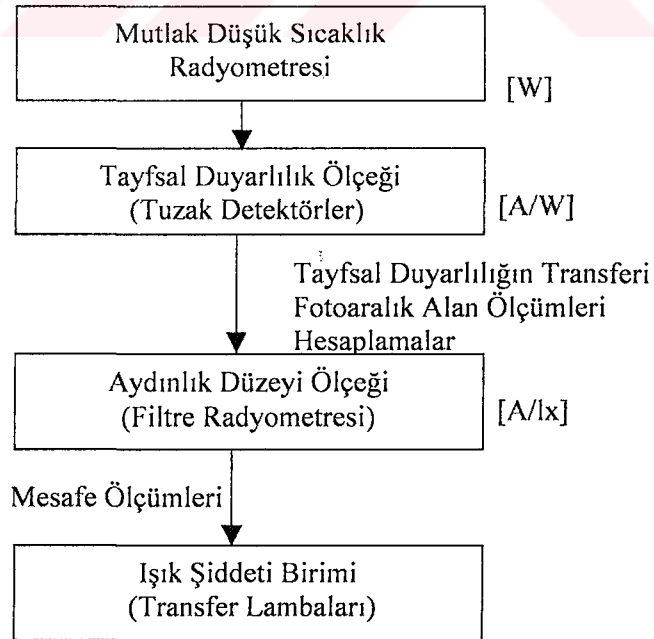


Şekil 6.4., Osram Wi41/G tip lambanın normalize tayfsal güç dağılımı

## 6.5. Işık Şiddeti Ölçümleri

Işık şiddeti birimi kandela altı metre uzunluğundaki optik düzende oluşturulmuştur. Ölçüm sisteminin temel bileşenleri bir ışık kaynağı, optik düzene ve  $V(\square)$  lı filtre radyometredir. Ölçümler bölüm 4.' de detaylı olarak anlatılan deney düzeneğinde gerçekleştirilmiştir. Lamba filamanı ve filtre radyometresinin aktif alanı arasındaki mesafe 4000 mm olacak şekilde HP5529A model lazer interferometre kullanılarak ayarlanmıştır.

Işık şiddeti biriminin ölçümleri için filtre radyometre 2  $\mu\text{m}$  çözünürlüğe sahip bilgisayar kontrollü hareket düzeneği üzerine yerleştirilmiştir. Filtre radyometrenin sıcaklığı kararlılığı  $\pm 0.01$   $^{\circ}\text{C}$  olan sıcaklık kontrol sistemi ile 25.00  $^{\circ}\text{C}$ ' ye ayarlanmıştır. Filtre radyometrenin foto akımı katsayısı  $10^3$  den  $10^9$   $[\text{V/A}]$ ' a kadar ayarlanan akım voltaj dönüştürücü yükselteci ve yüksek kalite sayısal voltmetre (DVM) ile ölçülür. Kaçak ışık seviyesini düşürmek amacıyla lamba ve filtre radyometre arasında çeşitli mesafelerde, iki adet baffle kullanılmıştır. Yapılan ölçümlerin sonucunda oluşturulmuş olan ışık şiddeti birimi kandelanın izlenebilirlik akış diyagramı şekil 6.5.' de verilmiştir.



Şekil 6.5. Işık şiddeti birimi için izlenebilirlik zinciri

Belirsizliğin değişik kaynakları ve bunların ışık şiddeti birimi kandelaya katkısı çizelge 6.1.' de belirsizlik bütçesi olarak verilmektedir.

Çizelge 6.1., Işık şiddeti birimi kandelanın belirsizlik bütçesi

| Belirsizlik kaynağı                           | $10^{-4}$ x göreceli standart belirsizlik |
|-----------------------------------------------|-------------------------------------------|
| Renk doğrulama faktörü                        |                                           |
| Tuzak detektörün duyarlılığı                  | 9.0                                       |
| Filtrenin tayfsal geçirgenliği                | 4.2                                       |
| Lamba spektrumu                               | 1.2                                       |
| Tuzak detektör                                |                                           |
| Mutlak duyarlılık                             | 2.5                                       |
| Doğrusallıktan sapma                          | 1.2                                       |
| Uzaysal homojensizlik                         | 0.5                                       |
| Polarizasyon duyarlılığı                      | 0.6                                       |
| Filtre                                        |                                           |
| Pik geçirgenliği                              | 5.1                                       |
| Uzaysal homojensizlik                         | 4.7                                       |
| Sıcaklık ayarı                                | 1.4                                       |
| Kızılötesi sızıntı                            | 2.0                                       |
| Ölçüm                                         |                                           |
| Foto aralık alanı                             | 1.6                                       |
| Mesafe ölçümleri                              | 2.2                                       |
| Lamba akımı                                   | 2.5                                       |
| Lambanın ayar tekrarlanabilirliği             | 3.4                                       |
| Filtre-radyometrenin ayar tekrarlanabilirliği | 2.5                                       |
| Kaçak ışık                                    | 1.3                                       |
| Foto akım ölçümleri                           | 3.5                                       |
| Birleştirilmiş Standart Belirsizlik           | 14.4                                      |
| Genişletilmiş Belirsizlik (k=2)               | 28.8                                      |

## 7. SONUÇLAR

Bu Tez, Ulusal ışınlm düzeyi ölçeğinin birincil düzeyde gerçekleştirilmesi için referans standart filtre radyometresinin yapımı ve yedi temel ulusal ölçüm biriminden biri olan ışık şiddeti birimi Kandela'nın ve alt birimlerinin dedektör tabanlı gerçekleştirilmesi çalışmalarını kapsamaktadır. Bu hedefler doğrultusunda yapılan çalışmalar sonucu elde edilen sonuçlar aşağıda özetlenmiştir.

İlk olarak; tayfsal olarak kalibreli tuzak dedektör, dalgaboyuna bağlı geçirgenliği ölçülmüş filtre ve alanı bilinen foto aralıktan oluşan filtre radyometresi tasarlanarak üretimi gerçekleştirilmiştir. Ardından, filtre radyometresini oluşturan ekipmanların karakterizasyon işlemleri sırayla gerçekleştirilmiştir.

Yüksek lisans çalışmalarım kapsamında kurmuş olan lazer ışınlm kararlılığı sisteminin performansı CCD (Charge Coupled Device) kamera kontrolü ile iyeleştirilmiştir. Bu sistem ve yatay ekseninde 4 µm, dikey ekseninde 3 µm hareket hassasiyetine sahip doğrusal mikro hareket sistemi kullanılarak tuzak dedektörlerin uzaysal algılama duyarlılıkları aktif alanları boyunca ölçülmüştür. İncelemeler sonucunda 6 mm alan içerisinde homojensizlikteki değişimin yaklaşık olarak % 0.02 olduğu tespit edilmiştir.

Tuzak dedektörlerin doğrusallıktan sapmaları UME S1227 tipi doğrusallık referans standardı ile karşılaştırılarak elde edilmiştir. Tuzak dedektörlerin doğrusallıkları 2.0 mW güç değerine değin ölçülmüş ve 0.70 mW güç seviyesine kadar doğrusallıktan sapmanın  $1 \times 10^{-5}$  ve  $3 \times 10^{-5}$  aralığında değiştiği gözlemlenmiştir. Bu sonuç filtre radyometresinin duyarlılığının  $10^{-5}$  seviyesinde olduğu anlamına gelmektedir. Doğrusallıktan sapmanın 0.7 mW optik güç değerinden 1.6 mW güç değerine yavaş bir şekilde arttığı ve bu değişimin 1.6 mW güç seviyesinden sonra çok daha fazla olduğu belirlenmiştir.

Foto diyotların sıcaklığa bağlı duyarlılıklarında meydana gelebilecek değişimler araştırılmış ve S1337-11 camsız tip foto diyotun 20-40 °C sıcaklık

aralığındaki duyarlılığındaki değişimin ihmal edilebilecek seviyede olduğu belirlenmişti (0.2 %'den az). Bundan dolayı tuzak detektör yapımında bu tip foto diyotlar kullanılmış ve detektörün filtre radyometre içerisinde sıcaklık kontrollü hazne içerisine yerleştirilmesine gerek kalmamıştır.

Filtre radyometresinin polarizasyon bağımlılık ölçümleri 0.4 mW ve 1.7 mW optik güç seviyesinde test edilmiştir. Filtre radyometresinin ölçümler sırasında doğru olarak ayarlanmaması durumunda, ilk durum için duyarlılığın belirlenmesi sırasında  $10^{-4}$ , ikinci durum için ise % 0.1 civarında göreceli standart belirsizlik etkisi meydana getireceği belirlenmiştir.

Oluşturulan filtre radyometrelerin mutlak duyarlılık ölçümleri iki adımda gerçekleştirilmiştir. İlk adım olarak lazer dalga boylarında mutlak duyarlılık ölçümleri gerçekleştirilmiş, ikinci adımda ise tuzak detektörün içsel kuantum verimi ve yansıtma değerlerine yönelik fiziksel modeller kullanılarak 360 nm - 900 nm dalga boyu aralığında duyarlılık ekstrapole edilmiştir.

Işınım kaynağı olarak TEM<sub>00</sub> modunda çalışan dikey polarize He-Ne ve Ar<sup>+</sup> gaz lazerleri ve çiftlenmiş Nd:YAG katı hal lazeri kullanılmıştır. He-Ne lazer olarak sabit (632.8 nm) ve ayarlanabilir (543.2 nm, 593.8 nm, 604.5 nm, 611.7 nm ve 639.9 nm) olmak üzere iki farklı lazer kullanılmıştır. Ar<sup>+</sup> lazer ise ayarlanabilir olup 457.1 nm, 488.0 nm ve 514.5 nm dalga boylarında ışınım yaymaktadır. Çiftlenmiş Nd:YAG lazerin çıkışı ise 532.0 nm' dendir.

Filtre radyometresinin sıcaklık kararlılığı yaklaşık 7 saatlik süre boyunca test edilmiştir. İlk 15 dakikadan sonra filtre radyometrenin sıcaklığındaki maksimum sapmanın 0.01 C° seviyesinde olduğu belirlenmiştir. Sistemin kararlılığının test edilmesinin ardından filtre yüzeyindeki sıcaklık kararlılığı analiz edilmiş ve filtre yüzeyindeki sıcaklık değişimlerinin 0.2 C° den az olduğu belirlenmiştir.

Foto-aralık 6 mm x 6 mm karesel alan yüzeyinde 100 µm adımlarla taranmış ve gerekli hesaplamalar yapıldıktan sonra, foto aralığının aktif alanı  $1.6 \times 10^{-4}$  belirsizlikle elde edilmiştir. Işınım düzeyi ve ışık şiddeti birimlerinin oluşturulması

sırasında kullanılmak üzere nominal merkez geçirgenlik dalga boyları 291 nm ve 906 nm aralığında değişen on bir adet filtrenin geçirgenlikleri ölçülmüştür.

Tayfsal ışınlam düzeyi ölçeğini oluşturmak amacıyla FEL tip lambalar için soğutuculu lamba tutucu yapılmış ve lambalar yaşlandırma işlemine tabi tutulmuştur. Ölçüm ve hesaplamaların ardından ışınlam düzeyi ölçeği 291 nm ile 906 aralığında oluşturulmuştur. Filtre radyometrenin düşük sıcaklık radyometresine doğrudan izlenebilirliği sayesinde ölçüm belirsizlikleri, kaynak temelli teknik kullanıldığında elde edilen belirsizlik değerlerinden daha iyidir. % 95 güvenilirlik düzeyi için genişletilmiş standart belirsizlik değerleri görünür ve yakın kızılötesi bölgelerde % 0.7 ve % 0.6 aralığında değişmektedir. Bununla birlikte, belirsizlik değeri morötesi bölgede, 291 nm dalga boyunda, % 2.3' e ulaşmaktadır.

Oluşturulmuş olan sistemin bir başka yeniliği, bu zamana kadar oluşturulan diğer sistemlerle karşılaştırıldığında güneş ışınlam radyometrelerin kalibrasyonunun en düşük belirsizlikle yapılabilmesidir.

Bu çalışmalar ile yedi temel SI biriminden biri olan kandela detektör temelli olarak oluşturulmuştur. Bu bağlamda,  $V(\lambda)$  filtrenin geçirgenliği ölçülmüş ve 555 nm dalga boyunda maksimum değeri olan % 54.71' i aldığı belirlenmiştir. Dizayn edilmiş olan filtre radyometre CIE  $V(\lambda)$  grafiğine çok yakın olup küçük renk doğrulama faktörüne, 0.9946, sahiptir. Işık şiddeti lambaları ve filtre radyometreler kullanılarak kandela birimi oluşturulmuş ve % 95 güvenilirlik düzeyi için genişletilmiş standart belirsizlik değeri  $2.88 \times 10^{-3}$  olarak bulunmuştur. Bu değer kaynak temelli değerle karşılaştırıldığında % 32 daha azdır.

Bu çalışmanın sonuçlarının neticesinde;

Ulusal ışınlam düzeyi ölçeği 291 nm ile 906 nm dalga boyu aralığında yüksek doğrulukla oluşturulmuştur.

Yedi temel SI biriminden biri olan ışık şiddeti birimi birincil seviyede oluşturularak bu alanda ülke içerisinde yapılan tüm ölçümlerin izlenebilirliğinin uluslararası alanda kabul görür duruma gelmesi sağlanmıştır.

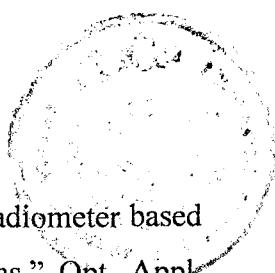
## KAYNAKLAR

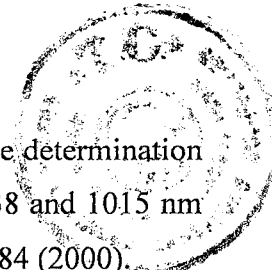
1. M.Durak, F.Sametoğlu, "Filter radiometer based realization of photometric scale traceable to cryogenic radiometer at UME", Optical Metrology, 2005
2. Y.Ohno, "Improvement Photometric Standards and Calibration Procedures at NIST," J. Res. Natl. Inst.Stand. Technol. 102, 323-331 (1997).
3. C.L.Cromer, G.Eppeldauer, J.E.Hardis, T.C.Larason, A.C.Parr, "National Institute of Standards and Technology detector-based photometric scale," Applied Optics, 32 (16), 2936-2948 (1993).
4. J.E.Martin, N.P.Fox, P.J.Key, "A Cryogenic Radiometer for Absolute Radiometric Measurements," Metrologia 21, 147-155 (1985).
5. T.R.Gentile, S.M.Houston, C.L.Cromer, "Realisation of a scale of absolute spectral response using NIST high-accuracy cryogenic radiometer," Appl. Opt., 35, 4392-4403 (1996).
6. A. Lassila, H. Hofer, E. Ikonen, L. Liedquist, K.D. Stock, and T. Varpula, "Intercomparisons of cryogenic radiometers using silicon trap detectors," Meas. Sci. Technol. 8, 123-127 (1997).
7. T.Varpula, H.Seppa, J.-M.Saari, Optical power calibrator based on a stabilized green He-Ne laser and a cryogenic absolute radiometer," IEEE Transactions On Instrumentation and Measurement 38, 558-564 (1989).
8. P.Sperfeld, J.Metzdorf, S.Y.Galal, K.D.Stock, "W.Möller, Improvement and extension of the black-body-based spectral irradiance scale," Metrologia 37, 267-271 (2000)

9. J.F. Clare and K. M. Nield, "Realization of photometric scale based cryogenic radiometry," *Metrologia* 35, 251-254 (1998)
10. M. Durak, "Improvements of Optical Power Scale Realisation with a CCD based Laser Stabilization System" *Optics & Laser Tech.* (accepted)
11. D.R Taubert, R. Friedrich, J. Hartmann, and J. Hollandt, "Improved calibration of the spectral responsivity of interference filter radiometers in the visible and near infrared spectral range at PTB," *Metrologia* 40, 35-38 (2003).
12. E. M. Gullikson, R. Korde, L. R. Canfield, R. E. Vest, "Stable Silicon Photodiodes for Absolute Intensity Measurements in the VUV and X-Ray Regions," *J. Elect. Spect. Rel. Phenom.* 80, 313-316 (1996).
13. J. Geist, "Quantum efficiency of the p-n junction in silicon as an absolute radiometric standard," *Appl. Opt.* 18,760-762 (1979).
14. E.F. Zaleski, and J. Geist, "Silicon photodiode absolute spectral response self-calibration," *Appl. Opt.* 19, 1214-1216 (1980).
15. E.F. Zalewski, and C.R. Duda, "Silicon photodiode device with 100% external quantum efficiency," *Appl. Opt.* 22, 2867-2873 (1983).
16. J. Geist, E.F. Zalewski, and A.R. Schaffer, "Spectral response self-calibration and interpolation of silicon photodiodes," *Appl. Opt.* 19, 3795-3799 (1980).
17. N.P. Fox, "Trap detectors and their properties," *Metrologia* 28, 197-202 (1991).
18. J.L. Gardner, "Transmission trap detectors," *Appl. Opt.* 33, 5914-5918 (1994).
19. B.K.Tsai, Developments for a New Spectral Irradiance Scale at the National Institute of Standard and Technology, 1997, *J.Res.Natl.Inst.Stand.Tech.*, 102, 551-558

20. J.Metzdorf, A.Sperling, S.Winter, K.Raatz, W.Möller, A new FEL-type quartz-halogen lamp as an improved standard of spectral irradiance, *Metrologia* 37, 423-426 (2000)
21. M.Durak, K.Türkoglu, F.Samadov. "Construction of a Reference Filter Radiometer for the Spectral Irradiance Measurements", V.Pacific Lasers and Electro-Optics conference, Taipei-Taiwan, December, 2003
22. M. Durak, and F. Samedov, "Realization of a filter radiometer based irradiance scale with high accuracy in the region from 286 nm to 901 nm," *Metrologia* 41, 401-406 (2004).
23. P. Karha, P. Toivanen, F. Monoochehri, and E. Ikonen, "Development of a detector based absolute spectral irradiance scale in the 380–900nm spectral range," *Appl Opt* 36, 8909-8918 (1997).
24. C.A. Schrama, and H. Reijn, "Novel calibration method for filter radiometers," *Metrologia* 36, 179-182 (1999).
25. Photodiodes, Cat. No. KPD 0001E05, Aug. 1996 T, Hamamatsu Photonics K. K., Solid State Division, 1126-1, Ichino-cho, Hamamatsu City, 435-91, Japan
26. D. H. Nettleton, T.R. Prior, and T. H. Ward, "Improved spectral responsivity scales at the NPL, 400 nm to 20  $\mu$ m," *Metrologia* 30, 425-432 (1993).
27. M.Durak, F.Samadov, A.K.Turkoglu, "Spectral Characterization of Silicon Photodiodes" CIE International Lighting, Congress" 6-16 September 2001, Istanbul / Turkey, Vol 2, p.p. 388-393.
28. M.Durak, M.H.Aslan. "Optical characterization of the silicon photodiodes for the establishment of national radiometric standards", *Optics & Laser Technology*," 36, 223-227 (2004)

29. W. Schröter, Electronic Structure and Properties of Semiconductors, In: R. W. Chan, P. Haasen, E. J. Cramer (Eds.), "Material Science and Technology: A Comprehensive Study, vol. 4, pp. 220-221 (1998)
30. M. Durak, "Silikon fotodiyotların optik karakterizasyonu," Y. Lisans Tezi, pp. 4-6 (2002)
31. M. Durak, F. Samadov, A.K. Turkoglu, "Spatial Non-uniformity Measurements of Large Area Silicon Photodiodes," Turkish Journal of Physics 26, 375-379 (2002).
32. M. Durak, F. Samadov, A.K. Türkoğlu, M. H. Aslan "Silikon Fotodiyotların Optik Karakterizasyonu," 3. Elektro-Optik Kongresi, Aselsan-Ankara, 2001
33. J. Fischer, and L. Fu, "Photodiode nonlinearity measurement with an intensity stabilized laser as a radiation source," Appl. Opt. 32, 4187-4190 (1993).
34. L.P. Boivin, "Automated absolute and relative spectral linearity measurements on photovoltaic detectors," Metrologia 30, 355-360 (1993).
35. A. R. Schaefer, E. F. Zalewski, and J. Geist, "Silicon Detector Nonlinearity and Related Effects," Appl. Opt. 22, 1232-1236 (1983)
36. T. Kübarsepp, A. Haapalinna, P. Karha and E. Ikonen, "Nonlinearity measurements of silicon photodetectors," Appl. Opt. 37, 2716-2722 (1998)
37. T. Saito, M. Yuri and H. Onuki, "Polarization characteristics of semiconductor photodiodes", Metrologia 32, 485-489 (1995/96)
38. Guide to Expression of Uncertainty in Measurement, ISO 1993
39. R. Köhler, R. Goebel, and R. Pello, "Results of an international comparison of spectral responsivity of silicon photodetectors," Metrologia 32, 463-468 (1995/1996).

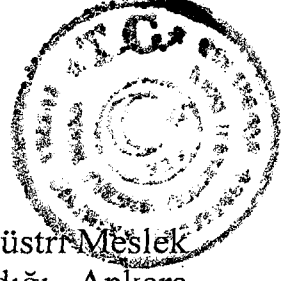
- 
40. Ö. Bazkır, and F. Samedov, "Electrical substitution cryogenic radiometer based spectral responsivity scale between 250–2500 nm wavelengths," *Opt. Appl.* 34(3), 427-438 (2004).
  41. A. Bittar, "Extension of a silicon-based detector spectral-responsivity scale into the ultraviolet," *Metrologia* 32, 497-500 (1995/96).
  42. A. Haapalinna, P. Karha, and E. Ikonen, "Spectral reflectance of silicon photodiodes," *Appl. Opt.* 31, 729-732 (1998).
  43. M. Born, and E. Wolf. *Principles of Optics*, 3rd ed. (Pergamon, Oxford, 1965), pp. 40.
  44. I.H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *J Opt Soc. Am.* 55, 1205-1209 (1965).
  45. E. D. Palik, "Handbook of optical constants of solids Akademik Press, New York, pp. 547-569 (1985)
  46. K. D. Stock, "Internal Quantum Efficiency of Ge Photodiodes," *Appl. Opt.* 27, 12-14 (1998).
  47. J. Geist and H. Baltes, "High accuracy modeling of quantum efficiency", *Appl. Opt.* 28, 3929-3939 (1989)
  48. J. Geist, A. M. Robinson and C. R. James, "Numerical modeling of silicon photodiodes for high accuracy applications Part III: Interpolating and extrapolating internal quantum efficiency calibrations," *J. Res. Natl. Ins. Stand. Technol.* 96, 481-493 (1991)
  49. J. Geist, D. Chandler-Horowitz, A. M. Robinson, and C. R. James, "Numerical modeling of silicon photodiodes for high accuracy applications, Parts I, II," *J. Res. Natl. Inst. Stand. Tech.* 96, 463-492 (1991)

- 
50. L. Werner, J. Fischer, U. Johannsen, and J. Hartmann, "Accurate determination of the spectral responsivity of silicon trap detectors between 238 and 1015 nm using a laser based cryogenic radiometer," *Metrologia* 37, 279-284 (2000).
  51. R. McCluney, "Introduction to Radiometry and Photometry", (Artech House, Boston-London, 1994), pp. 63
  52. M. Planck, "Ann. Phys., Vol. 4, No. 3, 1901, p.553
  53. L.K. Huang, R.P. Cobula and E. Hilsenrath, "New procedure for interpolating NIST FEL lamp irradiances", *Metrologia* 35, 381-386 (1998)
  54. K.D. Stock, K.H. Raatz, P. Sperfeld, J. Mezdorf, T. Kübarsepp, P. Karha, E. Ikonen and L. Liedquist, "Detector-stabilized FEL lamps as transfer standards in an international comparison of spectral irradiance", *Metrologia* 37, 441-444, (2000)
  55. F.Samedov, M.Durak. "Realization of Luminous Flux Unit of Lumen at UME", *Optica Applicata*, 34(2), 265-274, 2004
  56. P.Karha, P.Toivanen, F.Manoochchri, A.Haapalinna, and E.Ikonen, "Development of a detector-based absolute spectral irradiance scale in the 380-900 nm spectral range", *Appl.Opt.* 36, 8909-8918 (1997)
  57. B.C. Johnson, C.L. Cromer, R.D. Saunders, G. Eppeldauer, J. Fowler, V.I. Saprisky, and G. Dezs, "A method of realizing spectral irradiance based on an absolute cryogenic radiometer," *Metrologia* 30(4), 309-315 (1993).
  58. G. Andor, "Approximation function of spectral irradiance of standard lamps", *Metrologia* 35, 427-429, (1998)
  59. N.P. Fox, "Radiometry with cryogenic radiometers and semiconductor photodiodes", *Metrologia* 32, 535-543 (1995/96)



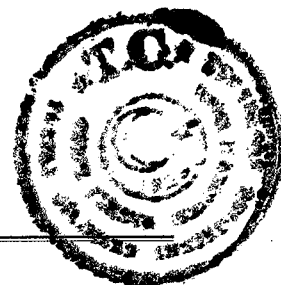
60. J.E. Martin, N.P. Fox, "Cryogenic Solar Absolute Radiometers (CSAR)"  
Metrologia 30, 305-308 (1993)
61. M.Durak, "Characterization of a Filter Radiometer Designed for Absolute  
Optical Measurements", Journal of Modern Optics (in press)
62. P. Toivanen, P. Karha, F. Manoochehri, and E. Ikonen, "Realization of the unit  
of luminous intensity at the HUT," Metrologia 37, 131-140 (2000).
63. F. Samedov, M. Durak, and Ö. Bazkır, "Filter-radiometer based realization of  
Candela and establishment of photometric scale at UME," Optics and Lasers  
in Engineering, (2005, in press).
64. PRC Krochmann GmbH, Berlin, Germany.
65. Commision Internationale de l'Eclairage, 1994, CIE publication No.114 Vienna.  
p. 28-30

## ÖZGEÇMİŞ



1975 yılında İstanbul'da doğdu. 1992 yılında Kartal Endüstri Meslek Lisesi Elektrik Bölümünü bitirdi. 1994 yılında kazandığı Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nden 1998 yılında lisans derecesiyle, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü'nden 2000 yılında yüksek lisans derecesiyle mezun olmuştur. 1998 Eylül ayından itibaren TÜBİTAK, Ulusal Metroloji Enstitüsü (UME) Optik Laboratuvarında araştırmacı olarak çalışmaktadır. İlgi alanları: Öncelikle Morötesi bölge olmak üzere Radyometrik, Fotometrik ve Spektrofotometrik ölçüm sistemleridir. Çeşitli dergi ve konferanslarda yayınlanmış otuzun üzerinde bilimsel çalışması bulunmaktadır. Uluslararası Morötesi Ölçümleri Çalışma Grubu, Türkiye Optik Komitesi ve Otomotiv Sanayicileri Derneği Aydınlatma ve Sinyal Düzenlemeleri Teknik Komite üyesidir.





## Detector based calibration of solar UV radiometers in laboratory environments with high accuracy

Murat Durak <sup>a,\*</sup>, S. Eren San <sup>b</sup>, M. Hasan Aslan <sup>b</sup>

<sup>a</sup> National Metrology Institute of Turkey (UME), P.O. Box 54, 41470 Kocaeli, Turkey

<sup>b</sup> Gebze Institute of Technology (GYTE), P.O. Box 101, 41400 Kocaeli, Turkey

Received 27 July 2004; accepted 14 February 2005

### Abstract

A detector based measurement system was designed and established in UME optics laboratory for the calibration of solar UV radiometers. Filter radiometer, made up of a silicon trap detector, band-pass filters and precision aperture in a temperature-controlled enclosure was constructed for this purpose. Spectral responsivity of trap detector was evaluated to be traceable to the cryogenic radiometer and electrically calibrated pyroelectric detector. Uncertainties in the filter radiometer's responsivities at 291 nm, 296 nm, 313 nm, 357 nm, and 378 nm wavelengths were calculated as 1.6%, 1.3%, 0.8%, 0.6% and 0.2% respectively. Relative uncertainties in irradiance measurements were found to be between 3.4% and 0.9% in the region of 291–378 nm.

© 2005 Elsevier Ltd. All rights reserved.

**Keywords:** Filter radiometer; Calibration; Detector; Solar radiometer; Uncertainty

### 1. Introduction

In order to confirm possible alteration of UV radiation on the earth surface experimentally, it is necessary to construct UV observation stations,

which are traceable to national standards having uncertainty less than 10%. The acquired minimum uncertainty value is at the order of ~5% in the current level in such measurements [1]. Measurement uncertainty is somehow related to the irradiance scale due to the nature of the phenomena. Irradiance and spectral responsivity comparisons exhibited 2–4% uncertainties respectively in UV region in the latest intercomparisons where tungsten halogen lamps, 1000 W FEL type, are utilized [2,3]. Actually calibration uncertainties of solar UV radiometers are relatively high.

\* Corresponding author. Tel.: +90 262 679 50 00; fax: +90 262 679 50 01.

E-mail address: [murat.durak@ume.tubitak.gov.tr](mailto:murat.durak@ume.tubitak.gov.tr) (M. Durak).

In UME; we have established a detector based irradiance scale by using absolutely calibrated filter radiometers with 1000 W FEL type lamps and we have broadened the irradiance scale to the UV-A and UV-B ranges by adding suitable band-pass filters in order to reduce the measurement uncertainty for solar UV meter calibrations. The aim of this work is to reduce the measurement uncertainty by using absolutely calibrated trap detector based filter radiometers.

## 2. Radiometer characterization

The schematic representation of the filter radiometer; consisting of a spectrally calibrated trap detector, a filter with measured transmittance and an aperture with known area; is shown in Fig. 1. Due to the low reflectance of trap detector, errors arising from interreflections between the filter and detector can be corrected easily. Since filter structure of the filter-radiometer is changeable, detector and filter can be characterized independently. The entrance part of radiometer with a 3 mm diameter precision aperture and band-pass filters are kept at a constant temperature. The aperture and filter are located in a copper front-module the temperature of which is controlled by an annular thermoelectric peltier element. A calibrated Pt-100 temperature sensor and a NTC thermistor were used in the filter radiometer's

housing to measure the temperature of the filter, and to obtain feedback signal from the interior of the radiometer. The other side of the peltier is thermally isolated and connected to a black heat sink where the trap detector lies inside a plastic enclosure. Hamamatsu S1337-11 type photodiodes are insensitive to temperature changes smaller than 0.2% according to the previous studies [4]. Therefore the photodiodes were not included in this thermally stabilised module. Characterization of the filter radiometer is basically divided into three parts; transmittance of filters and determination of aperture area, responsivity measurements of trap detector and analyses of temperature stability of the housing.

### 2.1. Filter transmittance and determination of aperture area

Five filters whose nominal central wavelengths are 291 nm, 296 nm, 313 nm, 357 nm and 378 nm were used in order to realize irradiance scale at discrete wavelengths. Used filters are commercial interference type stacked with colored glass filter. Area of the high precision bimetal (nickel–copper) apertures, which is another main component of the filter radiometer, was determined optically by using integrating sphere method within  $2 \times 10^{-4}$  uncertainty. A double monochromator system having 1 nm interval in pass band was used to measure the transmittances of filters which were

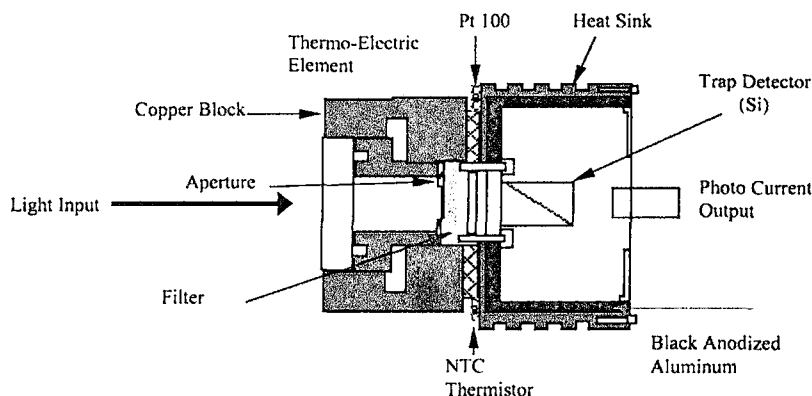


Fig. 1. Cross-section of the filter-radiometer.

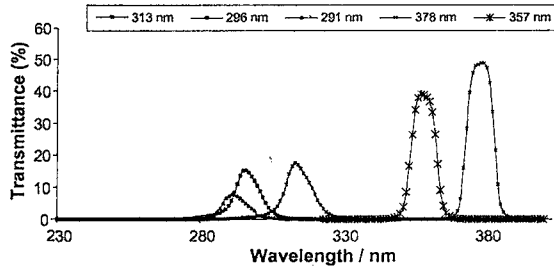


Fig. 2. Transmittances of the filters.

also measured outside of the pass band in order to check possible leakages (Fig. 2).

## 2.2. Responsivity measurements of the trap detector

Trap detector consists of three windowless Hamamatsu 1337-11 type silicon photodiodes. In trap detector design, geometry of the photodiodes is arranged in such a way that polarisation sensitivity is eliminated. Incident beam undergoes five reflections before leaving the detector as shown in Fig. 3. Therefore, reflectance of a trap detector is approximately 40 times lower than that of a single photodiode in interested UV-region [5]. Absolute responsivities of the trap detector were determined by using electrical substitution cryogenic radiometer (ESCR) at discrete laser wavelengths in 350–900 nm spectral range. The spectral responsivity of the trap detector was obtained mathematically from absolute responsivity

$$R(\lambda) = [1 - \delta(\lambda)][1 - \rho(\lambda)] \frac{e\lambda}{hc} \quad (1)$$

where  $\delta(\lambda)$  is the internal quantum deficiency of trap detector,  $\rho(\lambda)$  is the reflectance of the detector,  $e$  is the elementary charge,  $h$  is the Planck constant,  $\lambda$  is the wavelength in vacuum and  $c$  is the

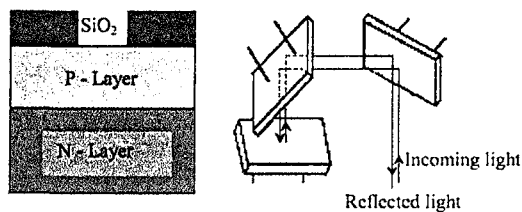


Fig. 3. Schematic representation of the trap detector.

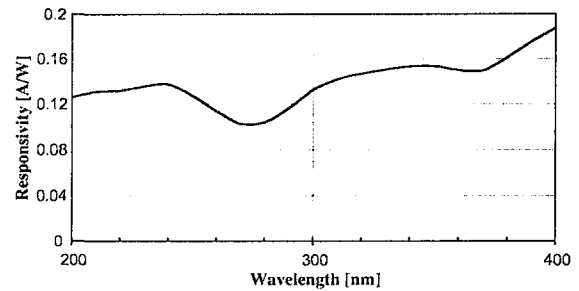


Fig. 4. Responsivity of FR in UV region.

speed of light [6]. Due to the unpredictable optical characteristics of trap detector in UV region, the above model cannot easily be applied to specify the spectral responsivity in that region. In order to obtain the responsivity in this region electrically calibrated pyroelectric radiometer having flat spectral responsivity was calibrated by using ESCR and then trap detector's spectral responsivity was attained in the 200–350 nm regions by calibrating them against pyroelectric radiometer (Fig. 4).

## 2.3. Analyses of temperature stability

For a characteristic operation of the filter radiometer, changes in temperature versus time are shown in Fig. 5. After setting the temperature of the filter-radiometer, stability of temperature was observed by using 8<sup>1/2</sup> digit HP 3458 A multimeter and a Labview based program was used in order to record the data automatically. As it is seen in Fig. 5 the best result was achieved when the temperature was set to 25.02 °C for which,

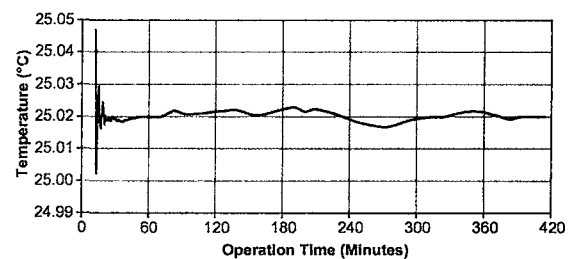


Fig. 5. Dependency of temperature stability on the operation time of filter-radiometer.

the long-term stability of filter-radiometer was determined with less than 0.01 °C within a time interval of 7 h.

### 3. Measurement set-up

Detector based measurement system was established in UME optics laboratory in order to perform solar UV measurements with low uncertainty. Three 1000 W standard FEL type lamps were used as light sources having high optical radiation during measurements. As shown in Fig. 6, orthogonality adjustment of lamp filament was performed using two laser diodes and an autocollimator in the alignment process. The electrical parameters of lamp, operated with DC power at fixed polarity and at a stabilized lamp current, were measured using four-pole-technique [7]. A LabView based program was developed to control the lamp current automatically with a computer-feedback system. It should be noted that stability of the lamp current was kept constant at about  $2 \times 10^{-4} \text{ A}$  with an expanded uncertainty of 0.03% ( $k = 2$ ). Baffles were employed to minimize the stray-light and to adjust a rather collimated beam shape. The alignment and the directionality of the rail were also adjusted using an autocollimator. Reference filter radiometer and a solar UV meter are settled on the computer controlled movement system having precise and accurate linear steps in  $X$ – $Y$  axis. The distance between the filter radiometer and the light source was measured by means of interferometer with a 0.1  $\mu\text{m}$  uncertainty. Filter radiometer was used to calibrate the

irradiance value of standard lamp in the transmittance range of the filter.

Due to the erythemally weighted solar radiation having the maximum value about 300 nm, measurements were done in the mentioned region. Filter radiometer generates photocurrent depending on the optical radiation incident on the effective area of filter radiometer as given in Eq. (2).

$$i = A \int_{\lambda} E(\lambda) \tau(\lambda) R(\lambda) d\lambda \quad (2)$$

where  $A$  is the area of the aperture,  $E(\lambda)$  is the spectral irradiance to be determined at the aperture surface,  $\tau(\lambda)$  is the spectral transmittance of the filters whose spectrum were initially determined,  $R(\lambda)$  is the known spectral responsivity of the trap detector, and  $\lambda$  is the radiation wavelength in air.

The spectrum of a light source with tungsten filament, which was used in measurements, is identical to Planck Radiator [8,9]. The spectral irradiance of the light source obeying the Planck Radiation law's expressed as:

$$E_c(\lambda) = \frac{X \epsilon'(\lambda)}{\lambda^5 [\exp(\frac{c_1}{\lambda T}) - 1]} \quad (3)$$

where  $X$  is an auxiliary multiplication factor,  $\epsilon'(\lambda)$  is the effective spectral emissivity of the lamp,  $c_1 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ m K}$  is the radiation constant, and  $T$  is the temperature of the lamp filament. After obtaining the irradiance scale, the monochromator unit was characterized using a calibrated tungsten halogen lamp and spectral radiation measurement system was established. 1 kW xenon and 40 W

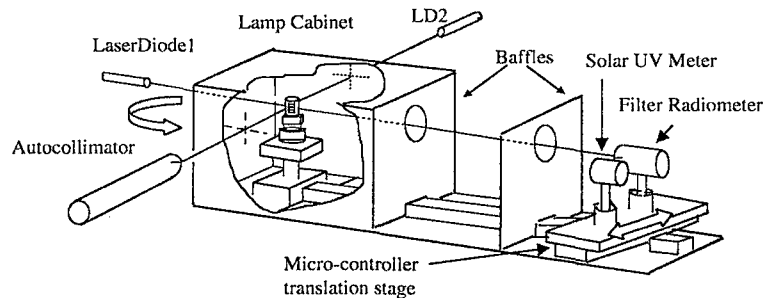


Fig. 6. Calibration set-up for solar UV radiometers.

deterium lamps were calibrated by using this system.

#### 4. Conclusion

The goal of this work is to develop a low uncertainty measurement system having compatibility and practical usage in solar UV measurements. In this aim, detector based solar UV radiometer calibration facility was established with uncertainties 0.9% for 378 nm, 1.5% for 357 nm 1.8% for 313 nm, 3.2% for 296 nm and 3.6% for 291 nm center wavelengths. New measurement system was originated to cover the whole UV-A and UV-B wavelength region. The effects of temperature variation were minimized by means of a temperature control system and these variations on the filter surface were monitored by using a pyrometer whereby temperature changes were found to be smaller than 0.2 °C. Uncertainty arising from lamp alignment was minimized by using an auto-collimator having 10  $\mu$ m resolutions. Usage of an interferometer for distance measurement between the lamp filament and reference plane of the radiometer, also reduced the uncertainty.

Uncertainty of new facility is better than that of a source based technique, because the traceability of the filter radiometer is attributed to the primary standard cryogenic radiometer. System has also utility advantages and interchangeable characteristics of the filter enables only one trap detector to be adequate for measuring different wavelengths. Promising experiences, attained from this study,

give us inspirations to develop portable solar UV meters in further designs.

#### References

- [1] K. Jokela, L. Ylianttilä, R. Visuri, K. Leszczynski, P. Karha, E. Ikonen, Intercomparison of lamp and detector-based UV-irradiance scales for solar UV radiometry, *J. Geophys. Res.* 105 (D4) (2000) 4821–4827.
- [2] J.H. Walker, R.D. Saunders, J.K. Jackson, K.D. Mielenz, Results of a CCPR intercomparison of spectral irradiance measurements by national laboratories, *J. Res. NIST* 96 (1991) 647–668.
- [3] R. Köhler, R. Goebel, R. Pello, Report on the international comparison of spectral responsivity of silicon detectors, Report 94/9 of Bureau international des Poids et Mesures BIPM, Bureau international des Poids et mesures, France, 1994.
- [4] M. Durak, F. Samadov, A.K. Türkoğlu, Spectral Characterization of Silicon Photodiodes, CIE International Lighting Congress, Istanbul-Turkey, vol. 2, 2001, pp. 285–289.
- [5] M. Durak, M.H. Aslan, Optical characterization of the silicon photodiodes for the establishment of national radiometric standards, *Opt. Laser Technol.* 3 (2004) 223–227.
- [6] E.F. Zalewski, J. Geist, Spectral response self-calibration and interpolation of silicon photodiodes, *Appl. Opt.* 19 (1980) 3795–3799.
- [7] G. Sauter, D. Lindner, M. Lindemann, CCPR Key Comparisons K3a of Luminous Intensity and K4 of Luminous Flux with Lamps as Transfer Standards, PTB-Opt-62, Braunschweig, December 1999.
- [8] P. Karha, H. Fagerlund, A. Lassila, F. Manoochchri, E. Ikonen, K. Jokela, K. Leszczynski, R. Visuri, Detector-based calibration of a solar UV spectroradiometer, in: P. Heikinheimo (Ed.), *Proceedings of the international conference on Past, Present and Future climate*, 1995, pp. 397–400.
- [9] L.P. Boivin, Calibration of incandescent lamps for spectral irradiance by means of absolute radiometers, *Appl. Opt.* 19 (1980) 2771–2780.



# Improvements of optical power scale realization with a CCD-based laser stabilization system

Murat Durak\*

National Metrology Institute of Turkey, P.O. 54, 41470 Kocaeli, Turkey

Received 15 September 2004; accepted 30 March 2005

## Abstract

This paper deals with improvements in the measurements of optical power by using CCD-based stabilization optics. Absolute optical power scale has been realized at discrete laser wavelengths of vertically polarized tuneable Ar<sup>+</sup>, fixed He–Ne and fixed Nd:YAG (with second harmonic) laser sources. Electrical-substitution cryogenic radiometer was operated at the helium temperature for this purpose. To make measurements on the metrological level the intensities of lasers were stabilized to better than 0.004% by using an established system. Using the highly collimated and stabilized lasers, whose beam shape and dimension were adjusted properly, leads us to measure the absolute optical powers with an uncertainty in the order of 10<sup>−4</sup>.  
© 2005 Elsevier Ltd. All rights reserved.

**Keywords:** Cryogenic radiometer; Laser stabilizer; Uncertainty; Optical power; Measurement

## 1. Introduction

Many national metrology institutes realized their photometric scales by means of detector-based realization methods using constructed reference photometers after the new definition of SI base unit for luminous intensity; candela, by Committee Generale des Poids et Mesures (CGPM) in 1979 [1,2]. The candela has been realized by determining the absolute responsivity of the detector by the absolute measurement of optical power using electrical substitution-cryogenic radiometers (ESCRs) working at liquid helium temperature [3–5]. This device can be used both with normal monochromatic or laser sources. However, in many cryogenic radiometers lasers are preferred. Due to the many important features such as high thermal diffusivity, nearly perfect light traps, superconducting leads, etc. ESCRs are used in many national metrology laboratories as the primary standard [6,7].

Besides the advantages of ESCR the improvements in the optical power measurements strongly depend on the stabilization and cleanliness of laser beam. Normally, the achieved best intensity stability for the lasers was in the order of 0.009% and obtained uncertainty in the optical power was at the level of  $1.3 \times 10^{-4}$  [8]. In order to reduce the uncertainty, a CCD-based laser intensity stabilization system was established.

Laser beam stabilization studies are presented in Section 2. Absolute optical power measurements with the cryogenic radiometer are introduced in Section 3. Analyses of the uncertainty and comparison results between old and new scales are given in Section 4.

## 2. Power stabilization of laser beam

The intensity stability of a laser should be in the order of 10<sup>−5</sup> for power measurements if metrological applications are required [9]. Therefore, it is quite difficult to make metrological measurements by using normal monochromatic or laser light output. In order to compensate fluctuations, optical power of the laser

\*Fax: +90 262 679 5001.

E-mail address: [murat.durak@ume.tubitak.gov.tr](mailto:murat.durak@ume.tubitak.gov.tr).

beams were stabilized with a laser power controller system which have electro-optic modulators (EOMs) fed by the measured output signal (Fig. 1).

The laser power controller system basically consists of an EOM, a temperature-controlled monitor photodiode and control electronics. Vertically polarized laser light incident on the EOM first passes through a liquid crystal medium, which alters the beam transmittance depending on the variation of the intensity. The optical beam after passing through the EOM is partially reflected from the wedged fused-silica beam splitter. Precision monitor photodiode receives the reflected beam from the wedged window and send it to the electronics module as current signal. Electronic module drives liquid crystal of EOM and this feedback loop controls the optical beam to get a constant signal power output. In Fig. 2 power stabilization of  $\text{Ar}^+$  laser at 488.1 and 514.6 nm, Nd:YAG laser (with second harmonic) at 532 nm, and He-Ne laser at 632.8 nm are displayed. All the signals were normalized to average value. The output stability was reached is in the order of  $10^{-5}$  level.

In order to compare the level of the stabilization, output power of the He-Ne laser was observed by using another photodetector employed in front of the stabilization optics. After analyses, the stability of the laser was found to be at the level of  $10^{-3}$  without stabilization optics.

A spatial filter, which consists of a  $10\times$  microscope objective, a  $25\mu\text{m}$  pinhole and collimating lens were used to generate a geometrically well-defined Gaussian laser beam with a desired dimension. A laser beam with a 3 mm spot diameter was obtained by using collimating lens. Shapes of the lasers were precisely aligned by using a CCD array and variable iris diaphragms. Undesired

diffraction patterns and back-scattered lights were not allowed to pass through by controlling the beam image from the monitor [10]. Three-dimensional shapes of the  $\text{Ar}^+$  (488.1 nm) and He-Ne (632.8 nm) laser beams before and after the precise alignment are shown in Fig. 3.

### 3. Power measurements of stabilized laser beams using ESCR

Optical power measurements were performed using the static substitution method. This method is based on sandwiching optical temperature between two electrical temperature points. The range of estimated electrical power levels, applied to give temperature slightly above and below the optical temperature, is determined with thermal link calibrations and they should not be less than the cavity sensitivity [8]. Hence, before starting the optical power measurements thermal link calibration of the cavity has to be done to determine the cavity sensitivity. Thermal link calibration correlates power with temperature by applying series electrical powers to the cavity. In these measurements the cavity sensitivity was found to be  $2.3\text{ mK}/\mu\text{W}$ .

The instrument used to measure the power of the stabilized beam is the ESCR, which is designed to be used with a beam of collimated and vertically polarized light with powers ranging from few to 1 mW. The basic elements of the ESCR (Fig. 4) are Brewster window, quadrant photodiodes, the absorbing cavity, electrical heaters, a reference block, and dummy cavity. The reference block is constantly maintained at liquid helium temperature (4.2 K) with a temperature controller, and it

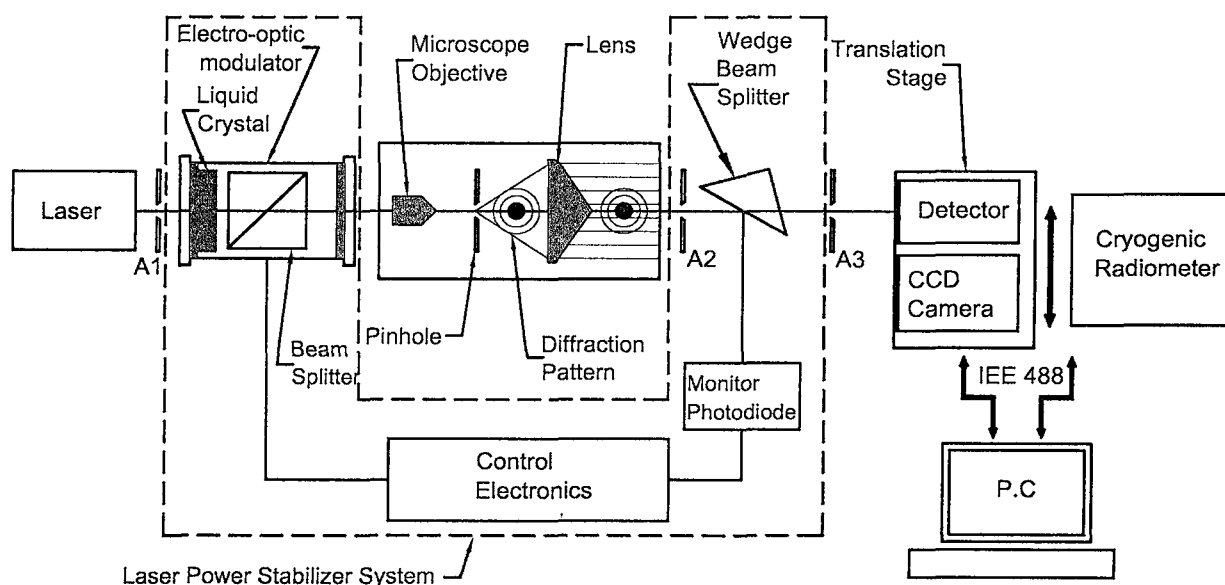


Fig. 1. Laser power stabilization system. A1, A2 and A3 are iris diaphragms.

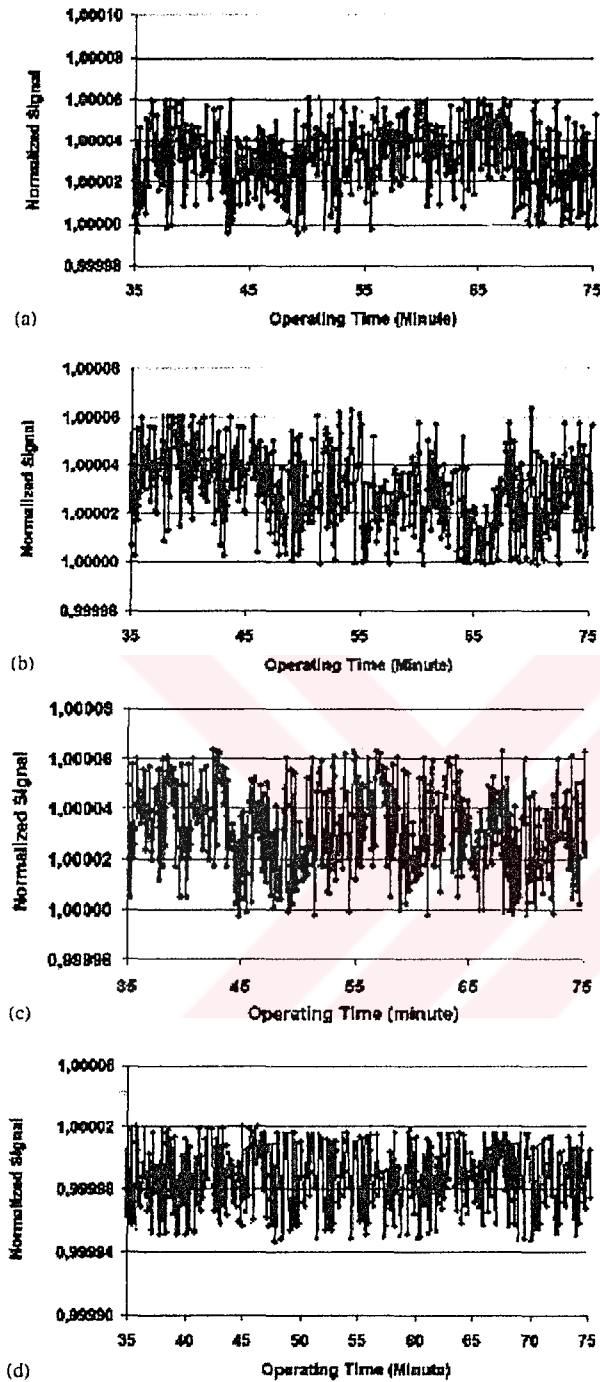


Fig. 2. Variation of stabilized laser beams in time. (a) Ar<sup>+</sup> (488.1 nm), (b) Ar<sup>+</sup> (514.6 nm), (c) Nd:YAG (532 nm) and (d) He-Ne (632.8 nm).

provides a reference temperature point for the relative temperature measurement of the absorbing cavity. The low operating temperature dramatically increases the sensitivity of the thermal sensor, reduces the cavities thermal capacity and minimizes the effect of background radiation.

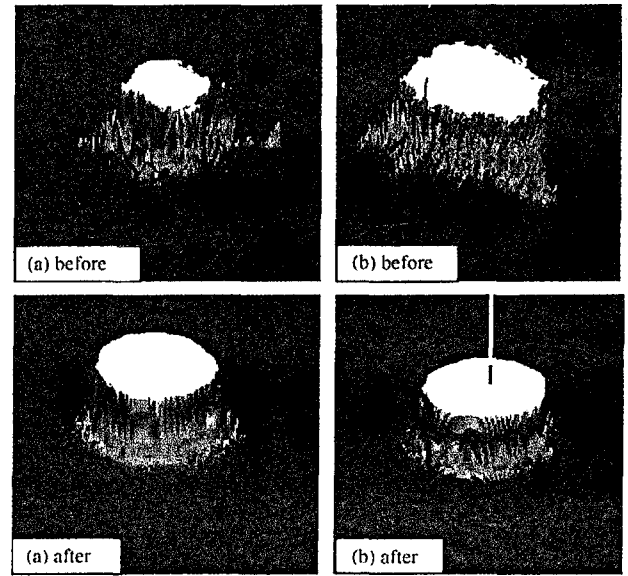


Fig. 3. Three-dimensional shapes of the laser beams. (a) Ar<sup>+</sup> (488.1 nm) and (b) He-Ne (633 nm).

The temperatures of the cavity and reference block are measured using Rhodium Iron (RhFe) and Germanium (Ge) resistance thermometers soldered into the cavity and reference block. A digital voltmeter with the scanner was used in the system for multi-purpose measurements. The quantities to be measured are the scattered light level, the cavity heater voltage, the standard resistor voltage and internal temperature of the standard resistor.

ESCR measures the difference in the electrical heating power when the laser beam enters the cavity and when the beam is blocked. Power of the laser beam and electrical power were applied to the absorbing cavity, respectively. By adjusting the electrical power, so that the cavity temperature rises, is the same for both types of input heating, the radiant powers of the lasers were equated to the measured quantity of electrical power [11].

Heating power measurement consists of two alternating sequences. Voltages  $V_h$  and  $V_r$  across the heater element and reference resistor, respectively, were measured in turn several times for each power level and averaged. The electrical heating power at interval  $i$  was obtained as [12]

$$P(i) = \frac{V_h(i-1) - V_h(i+1)}{2} \frac{V_r(i-1) - V_r(i+1)}{2R_r}, \quad (1)$$

where  $R_r$  is the resistance of reference resistor. Measured optical power of the radiometer is given as

$$P_o(i) = \frac{|P(i) - [P(i-1) + P(i+1)]|}{2}. \quad (2)$$

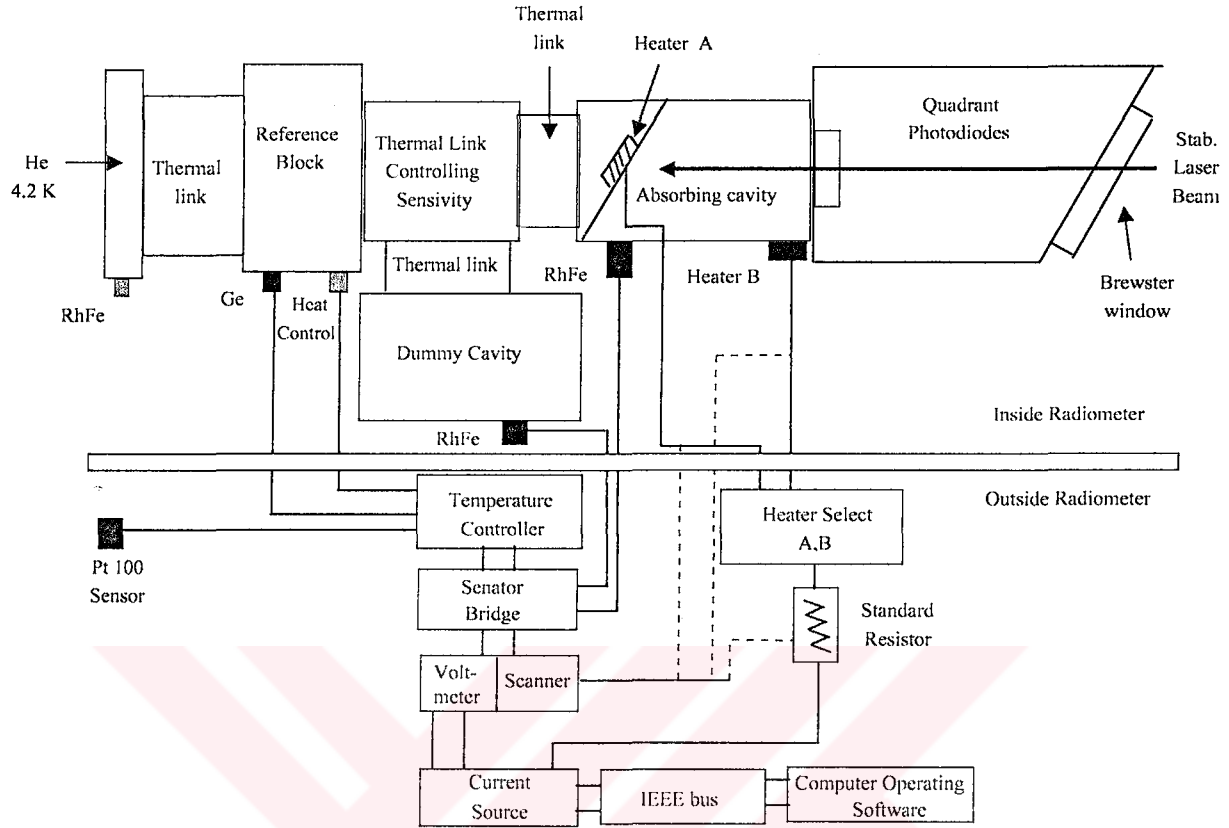


Fig. 4. Schematic representation of the ESCR.

Due to the non-ideal transmittance  $\tau(\lambda)$  of the Brewster window and imperfect absorbance  $\alpha(\lambda)$  of the cavity the measured optical power ( $P_o$ ) deviates from the true laser power as

$$P_{\text{true}}(\lambda) = \frac{1}{\tau(\lambda)} \left[ \frac{P_o}{\alpha(\lambda)} + S(\lambda) \right]. \quad (3)$$

Lasers that were employed for the measurements are Ar+ (488.1, 514.6 nm), Nd:YAG (532 nm) and He-Ne (632.8 nm). Fig. 5 shows the optical power measurements of these laser beams. Each measurement was repeated 20 times in a day. After 27 h they were repeated again and it is shown that power variations are almost within the same limits.

#### 4. Uncertainty budget

Various sources of uncertainties and their contributions to the optical power measurements at 632.8 and 488.1 nm wavelengths were listed as an uncertainty budget in Table 1. Uncertainties are expressed in terms of the standard deviation  $\sigma(y)$  of the mean values  $y$  of the contributing factors listed [13].

The largest contribution to the measurement uncertainty arises from failures of repeatability. The process of temperature measurement contributed to this, both through the noise of the germanium resistance thermometer circuits and through the long wait for three temperature equilibria to be reached [14]. Stability and quality of the beam must be well known in order to obtain sufficient operating power. When compared with our previous measurements it is shown that the stability was reduced from 0.009% to 0.004% [8]. Hence, the contributions to the measurement uncertainty arising from repeatability can be decreased from  $0.45 \times 10^{-4}$  to  $0.42 \times 10^{-4}$ . The window of the cryogenic radiometer has the second largest contribution to the uncertainty. The contaminations on the window and deviations from the Brewster angle affect the transmittance of the window.

The optical beam enters the cavity passing through the entrance aperture. Scattered portion of beam was observed with the quadrant photodiodes. The optical power detected from these photodiodes was summed and this result was noted as correction value of scattered laser light for optical power measurements. Usage of CCD-based beam alignment optics enables us to reduce the uncertainty contribution arising from scattered optical power from  $0.23 \times 10^{-4}$  to  $0.18 \times 10^{-4}$ .

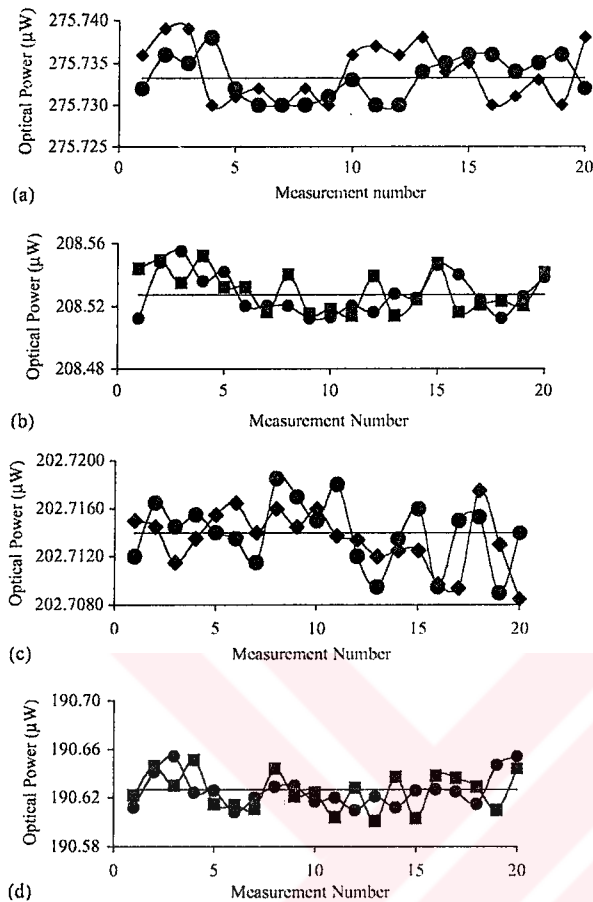


Fig. 5. Illustration of optical power measurements of lasers. (a) Ar<sup>+</sup> (488.1 nm), (b) Ar<sup>+</sup> (514.6 nm), (c) Nd:YAG (532 nm), (d) He-Ne (632.8 nm).

Table 1  
Measurement uncertainties for optical power measurements

| Source of uncertainty            | $10^4 \sigma (y)/y$ |        |
|----------------------------------|---------------------|--------|
|                                  | 633 nm              | 488 nm |
| Optical temperature              | 0.02                | 0.02   |
| Electrical temperature           | 0.01                | 0.01   |
| Electrical power                 | 0.11                | 0.11   |
| Window transmittance             | 0.32                | 0.32   |
| Scattered optical power          | 0.18                | 0.20   |
| Cavity absorbance                | 0.05                | 0.05   |
| Repeatability                    | 0.42                | 0.46   |
| Expanded uncertainty ( $k = 2$ ) | 1.14                | 1.22   |

## 5. Conclusion

Absolute optical power measurements of Ar<sup>+</sup>, He-Ne and Nd:YAG lasers were achieved at the laboratory. Electrical substitution cryogenic radiometer, operated at the temperature of liquid helium, was used

for this purpose. Shapes and the spatial profiles of laser beams were precisely aligned with a CCD array. In order to improve the output stability of the lasers, an intensity stabilizer system was used. With this system the stability of the lasers was improved approximately two orders. Due to the properties of the stabilization system, the smallest variation of the intensity is observed at 632.8 nm. Therefore, the most accurate optical power measurement was achieved at this wavelength. Uncertainty was reduced from  $1.30 \times 10^{-4}$  to  $1.14 \times 10^{-4}$  by considering the mentioned factors and thesis was proved in the scope of this work.

## Acknowledgments

The author would like to thank Dr. S. Eren San for his support, advice, and discussions.

## References

- [1] Goodman TM, Key PJ. The NPL radiometric realization of the candela. *Metrologia* 1988;25:29–40.
- [2] Boivin LP, Gaertner AA, Gignac DS. Realization of the new candela (1979) at NRC. *Metrologia* 1987;24:139–52.
- [3] Goodman TM, Key PJ. The NPL radiometric realization of candela. *Metrologia* 1988;25:29–40.
- [4] Lassila A, Hofer H, Ikonen E, Liedquist L, Stock KD, Varpula T. Intercomparisons of cryogenic radiometers using silicon trap detectors. *Meas Sci Technol* 1997;8:123–7.
- [5] Varpula T, Seppä H, Saari J-M. Optical power calibrator based on a stabilized green He-Ne laser and a cryogenic absolute radiometer. *IEEE Trans Instrum Meas* 1989;38:558–64.
- [6] Gentile TR, Houston SM, Cromer CL. Realisation of a scale of absolute spectral response using NIST high-accuracy cryogenic radiometer. *Appl Opt* 1996;35:4392–403.
- [7] Martin JE, Fox NP, Key PJ. A cryogenic radiometer for absolute radiometric measurements. *Metrologia* 1985;21:147–55.
- [8] Bazkır O, Uğur S, Samadov F, Esendemir A. Absolute optical power measurements by using electrical-substitution cryogenic radiometer. *Opt Eng* 2005;44(1):1–6.
- [9] Nield KM, Clare JF, Hamlin JD, Bittar A. Calibration of a trap detector against a cryogenic radiometer. *Metrologia* 1998;35:555–62.
- [10] Durak M, Samadov F, Turkoglu K. Spatial non-uniformity measurements of large area silicon photodiodes. *Turk J Phys* 2002;26(5):128–34.
- [11] Gentile TR, Houston JM, Hardis JE, Cromer CL, Parr AC. National institute of standards and technology high-accuracy cryogenic radiometer. *Appl Opt* 1996;35:1056–68.
- [12] Karha P, Lassila A, Ludvigsen H, Manoochehri F, Fagerlund H, Ikonen E. Optical power and transmittance measurements and their use in detector-based realization of the luminous intensity scale. *Opt Eng* 1995;34(9):2611–8.
- [13] Guide to expression of uncertainty in measurements. Geneva, Switzerland: International Organization for Standardization; 1995.
- [14] Houston JM, Cromer CL, Hardis JE, Larason TC. Comparison of the NIST high accuracy cryogenic radiometer and the NIST scale of detector spectral response. *Metrologia* 1993;30:285–9.

# Realization of a filter radiometer-based irradiance scale with high accuracy in the region of 286 nm to 901 nm

Murat Durak and Farhad Samadov

National Metrology Institute of Turkey (UME), Gebze, 41470, Kocaeli - Turkey

E-mail: murat.durak@ume.tubitak.gov.tr

Received 18 June 2004

Published

Online at stacks.iop.org/Met/41

doi:10.1088/0026-1394/41/1/...



## Abstract

A technique is introduced for realizing spectral irradiance in the range between 286 nm and 901 nm. The scale is based on a temperature-controlled filter radiometer constructed from a three-element silicon trap detector, band-pass filters and a precision aperture. Seasoned FEL-type quartz halogen lamps are used as reference standards. In this method, direct traceability of the radiometer to the cryogenic radiometer gives an important advantage in the visible and near-infrared regions. Another advantage of this system is the procedure followed for measurement of the distance between the lamp filament and aperture surface of the filter radiometer. The expanded uncertainty ( $k = 2$ ) of the spectral irradiance measurement is between 2.3% and 1.5% in the UV region, while the uncertainty is of the order of 0.6% above 400 nm.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

## 1. Introduction

The scales for optical quantities can be realized by using detector-based and source-based methods with high accuracy [1, 2]. The main elements of detector-based and source-based measurements are the electrical substitution-cryogenic radiometer (ESCR) and the high temperature blackbody, respectively [3–6]. On the other hand, a detector-based technique has two important advantages, a lower uncertainty and a reduced traceability chain to the ECPR.

The most accurate primary standard of optical measurements is the ESCR, used to realize optical power scale at laser wavelengths. By measuring the optical power of lasers absolutely, the absolute responsivity of a detector is obtained at the same laser wavelengths [7, 8]. Silicon-based detectors, having a predictable spectral responsivity, are a good choice in the UV, visible and near-IR regions [9–11]. Reflection-type trap detectors, consisting of three Hamamatsu-type S1337-11 windowless photodiodes, are used as spectral responsivity standards at many National Metrology Institutes [12, 13].

In order to measure the spectral irradiance distributions of tungsten filament halogen lamps, we have designed a filter

radiometer consisting of a trap detector, a filter with measured transmittance and an aperture with known effective area [14, 15]. We have also characterized FEL-type tungsten halogen lamps, having a nominal electrical power of 1000 W, to calibrate spectral irradiance meters by comparison with designed filter-radiometers. This type of lamp is preferable for use as a spectral irradiance standard because of the closeness of their irradiance distribution shape to the blackbody radiators [16]. Thus a strong link can be obtained within the radiometric chain. In this paper, we have developed a detector-based irradiance scale by using absolutely calibrated detectors and calibration of 1000 W lamps. Characterization of individual components of the filter radiometers and lamp preparation processes is also presented in the paper.

## 2. Preparations and testing of the lamps

Experience showed that the total lifetime of FEL-type lamps can be extended to 500 h if the lamps are aged carefully, are prevented from shock and vibration and are not operated over allowed nominal power [17, 18]. Three FEL-type lamps were chosen for use as irradiance standards. All the lamps were

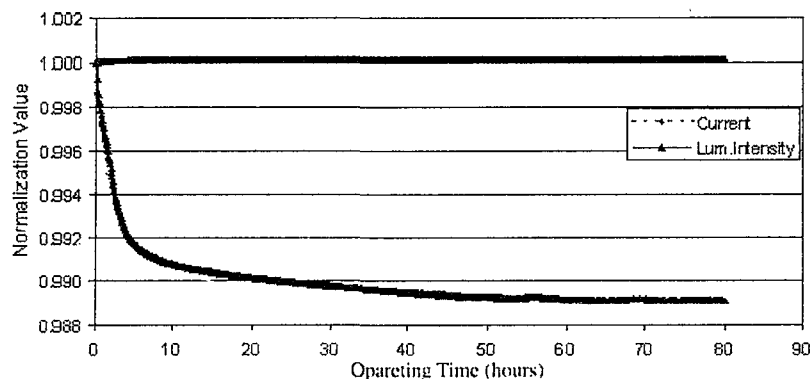


Figure 1. Drift of a lamp during the ageing process.

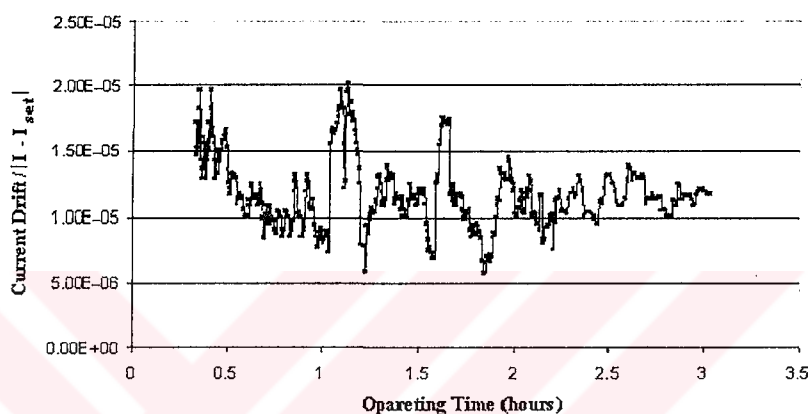


Figure 2. Fluctuations of the lamp current with time.

placed on holders, which were filled with ceramic material and channelled for air-cooling. In order to obtain the desired colour temperature, an ageing process was applied for the lamps with dc power at the specified electrical polarity for 80 h [17]. Figure 1 shows the stabilities of the current and luminous intensity parameters of a lamp during the ageing process.

After the ageing process, the lamp was operated at a fixed polarity by using a four-pole connection technique [19]. The lamp current was automatically controlled by a computer feedback system, and the relative fluctuations of the lamp current were found to be less than  $1.5 \times 10^{-5}$  during 3 h of operation with a Lab-View-based PC program (figure 2).

This type of lamp can be used for photometric applications such as illuminance and luminous flux measurements. Therefore, the optical properties of the lamps were also tested in the range from 7.2 A to 8.1 A, which corresponds to 2856 K and 3100 K. The changes in colour temperature and luminous intensity of the lamps during 10 h of operation were found to be less than 2 K and 0.4%, respectively.

### 3. Design and characterization of the filter radiometer

The filter radiometer consists of a trap detector, an interference filter and a precision aperture [13]. The active area of the filter radiometer is defined by a thin bimetal (nickel–copper) aperture having a diameter of 3 mm (figure 3). The spectral

responsivity of the radiometer is defined by the interference filter and trap detector. The photodiodes that are used in the trap configuration are of the p–n type and have an active area of 10 mm × 10 mm. The low reflectance properties of the trap detector are the most important advantage of using a trap detector-based filter radiometer rather than a single photodiode-based filter radiometer. The reflectance is about 40% when one photodiode is used, yet it can be reduced 100 times in a trap detector configuration.

The temperature of the radiometer housing including the aperture and filter can be adjusted from 18 °C to 35 °C with a stability better than 0.05 °C using circular thermoelectric Peltier elements. The temperature of the housing is measured using a calibrated platinum resistance. Details of the temperature stability of the holder with operating time were provided in [14]. After locating the filter in the holder, we analysed the temperature stability on the filter surface by a non-contact method. This measurement was performed by using an absolutely calibrated pyrometer as shown in figure 4. As seen from the figure, the variation of the temperature on the filter's surface is less than 0.2 °C.

Due to the minimized inter-reflections between the filter and the detector, we have characterized the filter and detector separately. The spectral responsivity of the filter radiometer in the wavelength range 280 nm to 905 nm was obtained by comparing it with a transfer standard trap detector, which is traceable to a cryogenic radiometer-based spectral responsivity scale. Therefore, the uncertainty was reduced by shortening the traceability chain.

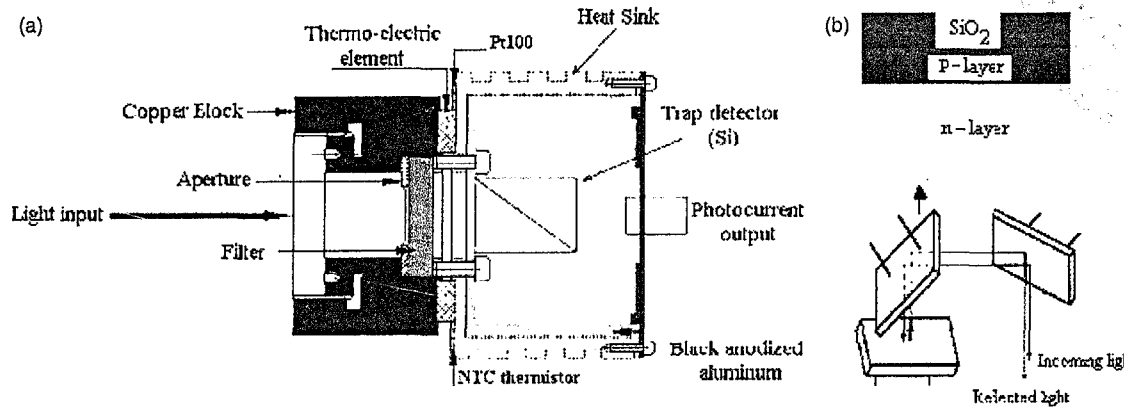


Figure 3. Design of the filter radiometer (a); cross-section of the detector (b).

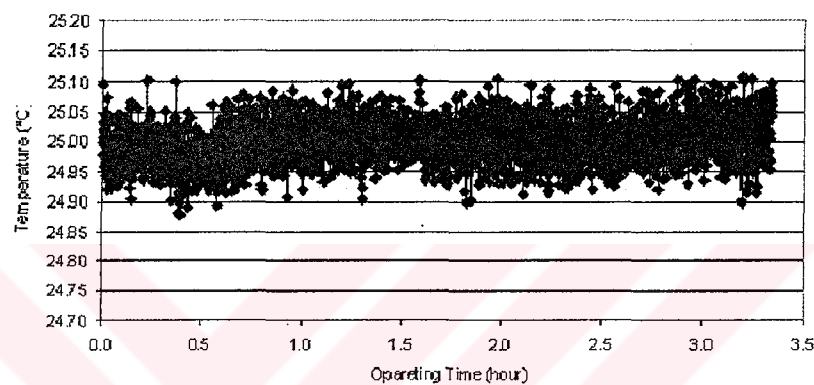


Figure 4. Temperature variation on the filter surface.

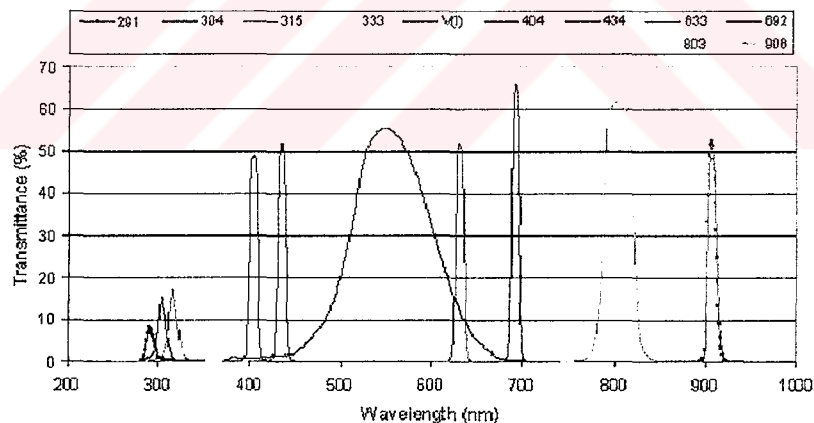


Figure 5. Spectral transmittance characteristics of the filters.

The responsivity of the trap detector was obtained in two steps. First, the absolute responsivity of the trap detector was measured against a cryogenic radiometer at the Ar<sup>+</sup> (488.0 nm and 514.7 nm), Nd-YAG (532 nm) and He-Ne (632.8 nm) laser wavelengths [20]. The spectral responsivity of the detector was obtained in the visible and near-infrared regions by a combination of measurements and models developed for the internal quantum efficiency and reflectance [21]. Second, an electrically calibrated pyroelectric radiometer, which was calibrated against a cryogenic radiometer from 200 nm to 2500 nm, was used to obtain the spectral responsivity of the trap detector in the region of 285 nm to 360 nm.

In order to measure the spectral irradiance of light sources, we used 11 filters having nominal centre transmission wavelengths between 291 nm and 906 nm. Nine of the filters were of interference type, having 10 nm spectral bandwidth, one of them was a  $V(\lambda)$  filter and the other had a bandwidth of 40 nm at the central wavelength of 803 nm. The spectral transmittances of the filters were measured [22] at 25 °C using a double monochromator facility (figure 5).

The reflection of the trap detector was less than 0.4% in the visible and near-infrared regions. The reflectance increases up to 3% in the UV region. Therefore a correction for inter-reflections between the filter and the trap detector

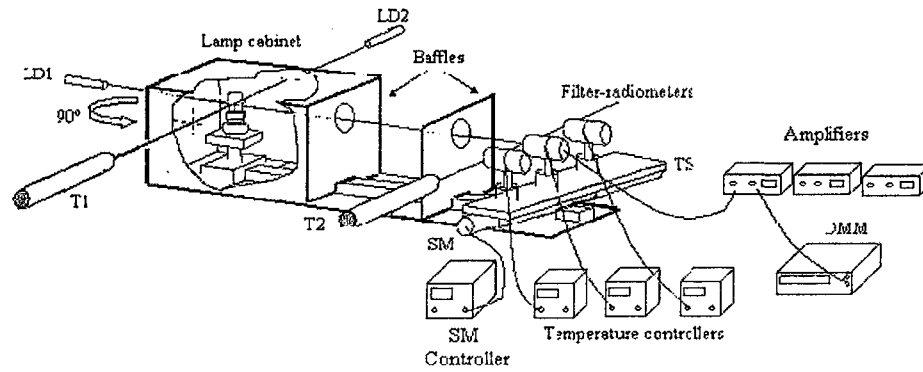


Figure 6. Irradiance measurement setup. LD, laser diode; T, theodolite; SM, stepper motor; TS, translation stage; DMM, digital multimeter.

is needed [23]. Due to the inter-reflection effects that occur between the filter and the detector, we also measured the back reflectances of the filters. It was found that these back reflectances are between 4% and 18% for all filters. These results give an uncertainty in the measurements.

The area of the aperture was measured both with an optical profile projection system and with scanning techniques [24]. The results of these two measurements were in agreement with a relative average difference of  $1.2 \times 10^{-3}$ .

#### 4. Experimental setup for irradiance measurements

The irradiance values of the lamps for all 11 filters were measured on the optical bench (figure 6). The lamps were mounted on stages with five degrees of freedom that allow accurate positioning of the lamp filament. Vertical and horizontal alignments of the lamp filaments were performed by using two laser diodes and a theodolite.

The centre alignments of the filter-radiometer apertures to the optical axis were performed with LD1. Lamps were operated with dc power at a fixed polarity and at a stabilized lamp current to achieve accurate electrical measurements. The lamp current was measured by means of a voltage across a calibrated standard resistor.

The distance between the filament and the aperture surface of the filter radiometer was adjusted to 500 mm and the distance between the lamp filament and front surface of the filter radiometer ( $d_1$ ) was measured using a HP5529A model laser interferometer (helium–neon with automatically tuned Zeeman-split two-frequency output) having a resolution of  $\pm 1.7$  ppm. The distance from the front face of the filter radiometer to the precision aperture surface ( $d_2$ ) was determined by using a ZEISS-CMM coordinate measuring machine for all filter-radiometer combinations. Two theodolites, with cross-hairs as shown in figure 6, were used in the distance measuring process. The first theodolite was set to the filament centre of the lamp and the second theodolite was set to the front surface of the filter radiometer. The overall distance between the lamp and the radiometer ( $d_0$ ) was determined as the sum of two parts.

Filter radiometers were placed on a computer controlled translation stage, and alignment of the optical axis was performed with this system. The output signal of the filter radiometer was measured with a high-precision amplifier and with a high-quality digital voltmeter (DVM). In order to reduce

stray light, two baffles were used between the lamp and the filter radiometer. The measurements for the realization of the luminous intensity and illuminance scales were performed in this setup. Therefore, the ease of movement of the theodolite gives an advantage in the alignment process.

#### 5. Principle of the calculations

The photocurrent of the filter radiometer with known spectral responsivity,  $R(\lambda)$ , to the spectral irradiance,  $E(\lambda)$ , from a source filtered by means of an interference filter having spectral transmittance  $\tau(\lambda)$  is given by [6]

$$i = A \int_{\lambda} E(\lambda) R(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

where  $A$  is the aperture area of the filter radiometer.

The spectral irradiance of the source at the filter effective wavelength,  $\lambda_{\text{eff}}$ , is given by

$$E(\lambda_{\text{eff}}) = \frac{i}{A \int_{\lambda} R(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}. \quad (2)$$

The effective wavelengths of the filter is defined as

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \tau(\lambda) d\lambda}{\int \tau(\lambda) d\lambda}. \quad (3)$$

FEL-type lamps have a continuous spectrum with no absorption and emission lines, and their spectral power distribution is very close to that of a Planck radiator. Therefore, the spectral irradiance values determined at the discrete wavelengths of the interference filters can be obtained by using the approximation functions:

$$E_c(\lambda) = (1 + A_1 \lambda) \exp \left( A_0 + \frac{A_2}{\lambda} \right) \lambda^{-5}. \quad (4)$$

Here  $A_0$ ,  $A_1$  and  $A_2$  are fitting parameters. The exponential term is an approximation to the theoretical spectral radiance of a blackbody. This function includes the effect of the spectral emissivity of the tungsten and the spectral transmission of the lamp bulb. The fitting parameters were found by using the least-squares method and minimizing the relative differences between the calculated,  $E_c$ , and measured,  $E_m$ , irradiance values. The average relative difference is given as

$$RD(A_0; A_1; A_2) = \sum_i \left[ \frac{(E_c(\lambda_i) - E_m(\lambda_i))}{E_m(\lambda_i)} \right]^2. \quad (5)$$

Table 1. Uncertainty budget of spectral irradiance measurements at different wavelengths.

| Source of uncertainty            | 100 × Relative standard uncertainty |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|----------------------------------|-------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
|                                  | 291                                 | 304  | 315  | 333  | 404  | 434  | 555  | 633  | 692  | 803  | 906  |
| Detector responsivity            | 0.56                                | 0.56 | 0.56 | 0.56 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 |
| Filter transmittance             | 0.86                                | 0.44 | 0.39 | 0.32 | 0.22 | 0.19 | 0.08 | 0.09 | 0.11 | 0.17 | 0.17 |
| Aperture area                    | 0.01                                | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 |
| Irradiance measurement           | 0.28                                | 0.18 | 0.15 | 0.17 | 0.13 | 0.12 | 0.12 | 0.12 | 0.12 | 0.12 | 0.12 |
| Interpolation                    | 0.49                                | 0.31 | 0.28 | 0.32 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 | 0.24 |
| Combined standard uncertainty    | 1.17                                | 0.80 | 0.75 | 0.74 | 0.35 | 0.33 | 0.28 | 0.29 | 0.29 | 0.32 | 0.32 |
| Expanded uncertainty ( $k = 2$ ) | 2.3                                 | 1.6  | 1.5  | 1.5  | 0.7  | 0.7  | 0.6  | 0.6  | 0.6  | 0.6  | 0.6  |

Based on the results of the least-squares fitting for each lamp, a correction factor  $C(\lambda_i)$  was calculated in the spectral range over which the lamp had measured data. An average correction factor  $C$  was defined in the wavelength range from 286 nm to 901 nm. Then, the fitting was repeated for each lamp by minimizing the average relative difference between the measured and calculated values in the spectral range from 286 nm to 635 nm. The modified error function,  $DM(A_0; A_1; A_2)$ , is given by

$$DM(A_0; A_1; A_2) = \sum_i G(\lambda_i) \left[ \frac{(E_c(\lambda_i) - C)}{E_m(\lambda_i)} \right]^2, \quad (6)$$

where  $G(\lambda_i)$  is a weighting factor for the wavelength-dependent measurement accuracy. New correction factors,  $C(\lambda_i)$ , were determined for each lamp and averaged with these revised values for the parameters. The fitting was carried out according to equation (6), and the parameters obtained for the lamps from this minimization were considered to be the final results. The stability of the solution was determined by taking out each filter and again applying the analysis process. It was found that our analysis yielded an uncertainty of 0.24% above 400 nm. In the UV region, the relative standard uncertainty of the interpolation process varied between 0.28 and 0.49. A detailed explanation of the solution of this type of equation can be found in [25].

In order to evaluate the applicability of the method, we measured the spectral irradiance of two FEL-type lamps traceable to the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). The results of the comparison of the spectral irradiance values obtained from our measurements and given by the PTB were analysed. The maximum difference was found, around the wavelength of 290 nm, to be  $+2.8$  in  $10^2$ .

## 6. Uncertainty budget

Total uncertainties of the components for the irradiance scale at each filter wavelength are presented in table 1. The components have been divided into five parts: detector responsivity, filter transmittance, aperture area, irradiance measurements and interpolation.

The uncertainty indicated as the detector responsivity is a combination of several uncertainty components such as those of the cryogenic radiometer, non-linearity, modelling of internal quantum efficiency and spectral reflectance, photocurrent measurements and flatness of the pyroelectric radiometer. The relative uncertainty arising from the modelling of the internal quantum efficiency and spectral reflectance,

which are the main uncertainty components, are about 0.04% in the visible and near-IR regions. In the UV region, the modelling of the internal quantum efficiency and the spectral reflectance is not included in the uncertainty budget. However, the spectral flatness of the pyroelectric radiometer has an effect on the uncertainty. This uncertainty component varies from 0.47% to 0.20% between 286 nm and 360 nm.

The out-of band leakage and temperature variations of the filter are the main sources of uncertainty in the spectral transmittance measurements. The accuracy and precision of the double monochromator system were investigated, and their influence on the measurement was calculated. Two kinds of error, wavelength shift and peak transmittance, occur due to the transmittance measurement system. The first error produces maximum uncertainties varying from 0.23% to 0.18% in the calculation of irradiance values over the wavelength range 286 nm and 360 nm. The effect of the uncertainty in the calculated irradiance value is about 0.08% in the visible and near-IR regions. The peak transmittance uncertainty components were calculated by using the uncertainty of the transmittance value at the effective wavelength. The lowest value was calculated at 692 nm as 0.06%, and the highest value was determined to be 0.74% at 286 nm. The effects of the temperature variations of the filter on the measured spectral irradiance were tested at different temperatures. After analysing the results, the uncertainty arising from the temperature variation was found for all filters. The calculated maximum relative uncertainty was found to be 0.02%. The uncertainty component arising from out-of band leakage measurements has a maximum level of 0.33% around 290 nm due to the limited resolution of the measurement system.

The relative uncertainty in the measurements of the area of the aperture is found to be 0.1%. The irradiance measurement uncertainty is a combination of the distance measurement and the repeatability. The distance measurements were performed with high accuracy as described in section 4. The uncertainty in the calculated spectral irradiance values was found to be 0.03%. Accurate repeatable measurements were also obtained using an interferometer-controlled movement system. The uncertainty component arising from interpolation is dependent of the theoretical model which we used for calculation of spectral irradiance values.

## 7. Conclusions

In order to realize a spectral irradiance scale, aged FEL-type lamps and designed temperature-controlled filter radiometers were used. The effective area of the filter radiometer aperture

was measured optically with an uncertainty of  $1.6 \times 10^{-4}$ . An automated spectral transmittance measurement facility was established to characterize the spectral transmittance of the filters.

The spectral responsivity of the filter radiometer between 280 nm and 905 nm was calibrated with an uncertainty from 0.05% to 0.56% using transfer standard trap detectors, which is traceable to a cryogenic radiometer-based spectral responsivity scale.

The uncertainty arising from the lamp alignment was minimized using two theodolites, which have a 10  $\mu$ m resolution. The use of an interferometer for measurement of the distance between the lamp filament and the reference plane of the radiometers also reduced the uncertainty.

Due to the direct traceability of the filter radiometer to the primary standard cryogenic radiometer, the measurement uncertainty is better than that of a source-based technique. In the visible and near-infrared regions, the expanded standard uncertainty ( $k = 2$ ) varies between 0.7% and 0.6%. However, the uncertainty increases in the UV region up to 2.3% at 291 nm.

The irradiance values obtained can also be used to calculate the correlated colour temperatures and luminous intensities of the lamps.

## References

- [1] Ohno Y 1997 *J. Res. Natl Inst. Stand. Technol.* **102** 323–31
- [2] Cromer C L, Eppeldauer G, Hardis J E, Larason T C and Parr A C 1993 *Appl. Opt.* **32** 2936–48
- [3] Martin J E, Fox N P and Key P J 1985 *Metrologia* **21** 147–55
- [4] Sperfeld P, Metzendorf J, Galal Yousef S, Stock K D and Möller W 1998 *Metrologia* **35** 267–72
- [5] Fox N P, Chunnillall C J and White M G 1998 *Metrologia* **35** 555–62
- [6] Karha P, Toivanen P, Manoochehri F, Haapalinna A and Ikonen E 1997 *Appl. Opt.* **36** 8909–18
- [7] Varpula T, Seppä H and Saari J-M 1989 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38** 558–64
- [8] Werner L, Fischer J, Johannsen U and Hartmann J 2000 *Metrologia* **37** 279–84
- [9] Zalewski E F and Hoyt C C 1991 *Metrologia* **28** 203–6
- [10] Geist J 1979 *Appl. Opt.* **18** 760–2
- [11] Zalewski E F and Geist J 1980 *Appl. Opt.* **19** 3795–9
- [12] Fox N P 1991 *Metrologia* **28** 197–202
- [13] Gentile T R, Houston S M and Cromer C L 1996 *Appl. Opt.* **35** 4392–403
- [14] Karha P, Haapalinna A, Toivanen P, Manoochehri F and Ikonen E *Metrologia* **32** 255–60
- [15] Durak M, Türkoğlu K and Samadov F 2003 *Proc. 5th Pacific Lasers and Electro-Optics Conf. (Taipei-Taiwan)*
- [16] Tsai B K 1997 *J. Res. Natl Inst. Stand. Technol.* **102** 551–8
- [17] Sperfeld P, Metzendorf J, Galal S Y, Stock K D and Möller W 2000 *Metrologia* **37** 267–71
- [18] Metzendorf J, Sperling A, Winter S, Raatz K and Möller W 2000 *Metrologia* **37** 423–6
- [19] Samadov F and Durak M 2004 *Opt. Appl.* **34** 265–74
- [20] Karha P, Fagerlund H, Lassila A, Ludvigsen H, Monoochehri F and Ikonen E 1995 *Opt. Eng.* **34** 2611–18
- [21] Bazkır Ö, Durak M and Samadov F *Opt. Lasers Eng.* submitted
- [22] Samadov F, Durak M and Türkoğlu A K 2002 *Kimya Teknol. Derg.* **23** 60–4
- [23] Durak M and Aslan M H 2004 *Opt. Laser Technol.* **36** 223–7
- [24] Stock M and Goebel R 2000 *Metrologia* **37** 633–6
- [25] Andor G 1998 *Metrologia* **35** 427–9



# Optical characterization of the silicon photodiodes for the establishment of national radiometric standards

Murat Durak<sup>a,\*</sup>, M. Hasan Aslan<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*National Metrology Institute of Turkey, TÜBİTAK-UME, Gebze, Turkey*

<sup>b</sup>*Department of Physics, Gebze Institute of Technology, Gebze, Turkey*

Received 21 February 2003; accepted 22 August 2003

## Abstract

Optical properties of the silicon photodiodes are investigated in the visible spectral regime. Non-linearity measurement standard was established by using Hamamatsu S1337-11 type windowless silicon photodiode whose non-linearity value was found to be better than  $6 \times 10^{-5}$  at photocurrent level of  $10^{-9}$  to  $10^{-4}$  A. Temperature effects on the spectral responsivity for S1337-11, S1337-1010BQ and S1227-1010BQ type photodiodes were analyzed between 20°C and 40°C at 488.1, 514.7 and 632.8 nm vacuum wavelengths. The spatial uniformities of the responsivity for three type photodiodes are performed with a laser beam having 1 mm diameter by using home made two-axis micro translation system. Results of the reflectance measurements for three elements of reflection-based trap detectors were compared with the predicted values obtained from Fresnel equations.

© 2003 Elsevier Ltd. All rights reserved.

**Keywords:** Silicon photodiodes; Spectral responsivity; Spatial uniformity; Trap detectors

## 1. Introduction

Photodetectors are extensively used in the measurements at various branches of industry and research. Many radiometric measurements, especially realization of candela and its derived units at primary level are succeeded by using silicon photodiode-based photometers. Therefore, precise determination of the spectral responsivity and optical characteristic of the silicon photodiodes are crucial. It is possible to calibrate the spectral responsivity of silicon photodiodes with uncertainties at the order of  $10^{-4}$  by cryogenic radiometry [1]. In order to reach such an accuracy, careful determination of optical characteristics of photodiodes is of primary importance.

When the responsivity is independent of the incident optical power, a photo detector is defined to be linear and silicon photodiodes have linear response in visible regime up to some certain points. It is necessary to determine the linearity of photodiodes down to radiant powers of a few nanowatts for the accurate measurements. Some factors may

affect the nonlinearity such as wavelength of the light, size of the active area of photodiode, diameter of the beam, temperature, etc. Many of these parameters were investigated and published in several papers [2]. It was shown that the non-linearity of the silicon photodiodes is wavelength independent in the visible range, nevertheless the diameter of the beam, size of the active area and temperature affect the non-linearity. In the spectral responsivity measurement, the detector should be under-filled in ideal conditions. When the beam incident on the different parts of the active area of detector it is expected to generate same current. In other words, detector should have a spatially uniform responsivity, which has the same value regardless of the position of the incoming beam [3].

## 2. Experimental

The change of the responsivity on the surface, called spatial uniformity, has been investigated. Uniformity maps of the large area research-grade silicon photodiodes, which were measured on purpose-built set-up, are presented in Section 3.1. Responsivity of the photodiodes may change due to temperature effects as well. These changes must be designated sensitively and photodiodes should be placed in the temperature-controlled environment for accurate

\* Corresponding author. Tel.: +90-262-653-84-97;  
fax: +90-262-653-84-90.

E-mail address: [maslan@gytc.edu.tr](mailto:maslan@gytc.edu.tr) (M. Durak).

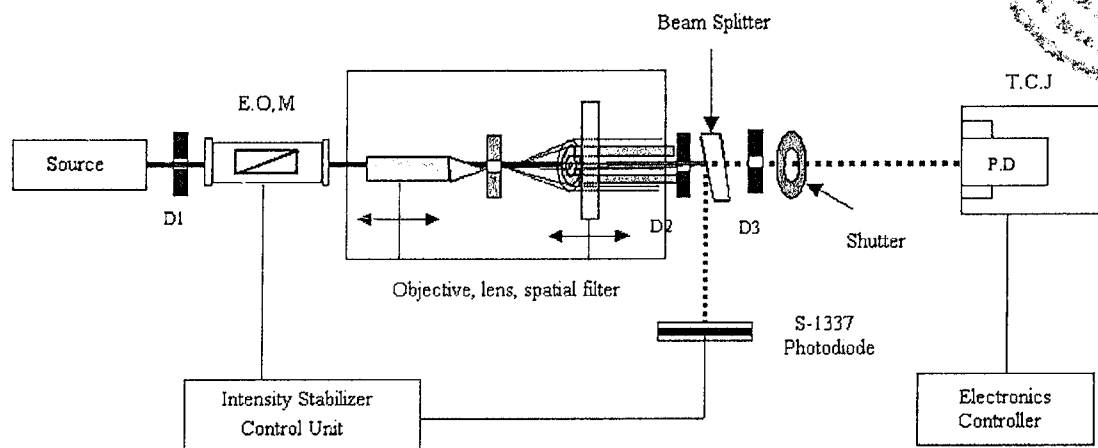


Fig. 1. Measurement set-up used for determination of temperature dependence of responsivity.

measurements. For this purpose, a temperature-controlled housing, whose stability is better than  $0.01^{\circ}\text{C}$ , was established and the changes in the responsivity due to the temperature for different type photodiodes were observed and presented in Section 3.2. Investigations of the linearity properties of the S1337-11 type photodiode can be found in Section 3.3. Spectral responsivity of a silicon photodiode is determined by using both internal quantum efficiency and reflectance values. In the last section of this paper, theoretical spectral reflectance calculations and experimental measurements are discussed. Three  $p-n$  type photodiodes manufactured by Hamamatsu were selected as samples; namely, S1337-11, S1337-1010BQ and S1227-1010BQ 16. S1337-11 is a windowless type photodiode and the others have quartz windows. The active areas of all photodiodes are  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ . Homemade apparatus of UME; the so-called optical laser stabilization system, atomized two-dimensional micro translation stage and temperature-controlled housings were used during the measurements. Fig. 1 demonstrates the experimental set-up designed for determining dependency of responsivity on temperature in silicon photodiodes. Laser beams at wavelengths 632.8, 488.1 and 514.7 nm are used as sources in the system. Power stabilization of lasers is satisfied by a commercial controller system having electro-optic modulators fed by the measured output signal. Clean profile of the beam was arranged by a spatial filter, which consists of a  $10\times$  objective and a  $25 \mu\text{m}$  pinhole. Employing two iris diaphragms minimized noise to almost none with the help of dark environmental conditions attained by locating a box whose interior is painted black.

### 3. Results and discussion

#### 3.1. Spatial uniformity measurements

The spatial uniformity measurements were performed using stabilized laser system and a computer-controlled

dual-axis translation stage. The spatial uniformity was measured by scanning in equal steps for both directions. Before each scan, surface of the photodiodes was aligned perpendicular to the optical axis at the four corners and the center of the photodiode by using the reflected beam. The scanned area was  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  for the  $1 \text{ cm}^2$  photodiodes with  $0.5 \text{ mm}$  steps in both directions. Measurements were normally carried out under the dark environmental conditions. The photodiode were also placed in a closed box with the interior painted black in order to reduce the influence of stray light. The result of the measurements is shown in Fig. 2. The relative standard deviations of two sets of measurements (to obtain the mean relative responsivity values within the 50% central area) of S1337-11, S1337-1010BQ and S1227-1010BQ photodiodes are  $4 \times 10^{-4}$ ,  $9 \times 10^{-4}$  and  $8 \times 10^{-4}$ , respectively. Responsivity of the S1337-11 windowless type single photodiode has better flatness in terms of uniformity compared to other 1010BQ type single photodiodes.

#### 3.2. Temperature dependence of the responsivity

Stabilized He-Ne laser at 632.8 nm and a tunable argon-ion laser at 488 and 514 nm wavelengths were used as monochromatic radiation sources in the system. In the system; one of the most important part is the temperature controller jacket (TCJ) in which photodiode is placed. This jacket was made up of copper and a peltier element was used to control the temperature. The front side of the Peltier element is connected to copper oven and the backside is connected to an aluminum plate. Two pieces of Pt-100 sensors were used to control temperature of system and monitoring the temperature of the housing. Both sensors were placed closely to where the photodiode located in the copper mount. The resistance values of the Pt-100 were measured by using IEEE connected 5.5-digit multimeter. The signal of the photodiode was measured with a decade transimpedance

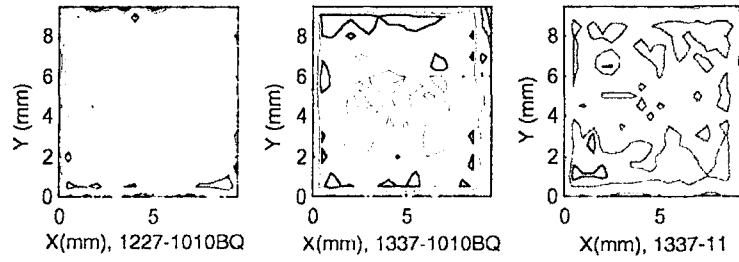
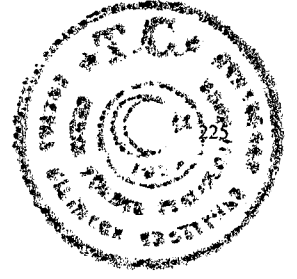


Fig. 2. Spatial variation of responsivity of the silicon photodiodes at 632.8 nm wavelength.

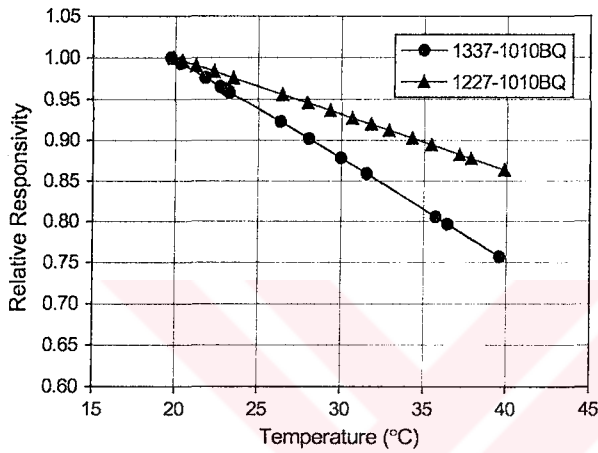


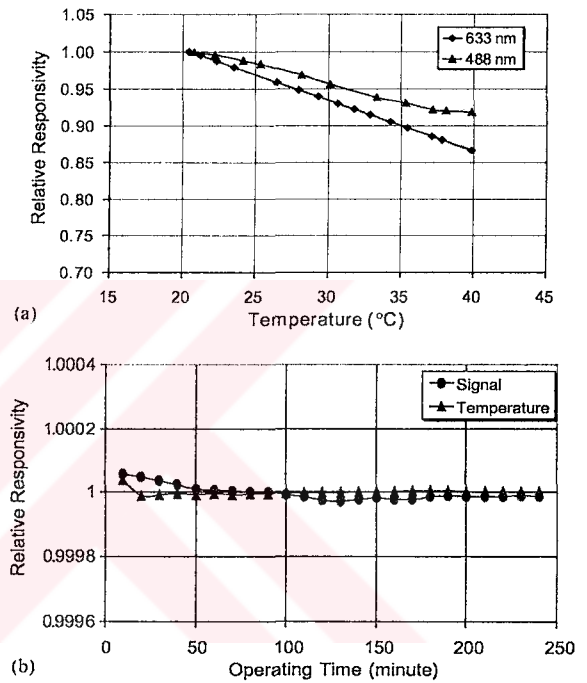
Fig. 3. Relative spectral response vs. temperature at 632.8 nm for two S1337-1010BQ and a S1227-1010BQ.

amplifier connected to 8.5-digit multimeter. Measurements were carried out under the dark environmental conditions to reduce the influence of stray light. The values of the measurement results were automatically recorded through GPIB bus by using Lab-view-based software. During the measurements the general stabilization level was determined as  $\pm 0.005^\circ\text{C}$ . When temperature of system was reduced condensation effect arises and when temperature of the system was increased damage effect may occur, therefore measurements were carried out between  $20^\circ\text{C}$  and  $40^\circ\text{C}$ . Measurements were done in ascending and descending order to eliminate any errors coming from hysteresis effects. Results of the measurements for the S1337-1010BQ and S1277-1010BQ type photodiodes are shown in Fig. 3. It is shown that S1337-1010BQ type photodiodes are more temperature dependent than S1227-1010BQ types. The temperature dependency of responsivity for S1337-1010BQ S1277-1010BQ type photodiodes can be determined using Eqs. (1) and (2), respectively, as

$$y_1 = -0.006827x + 1.136148, \quad (1)$$

$$y_2 = -0.012225x + 1.242984. \quad (2)$$

Relation between wavelength and temperature dependency of responsivity is also measured by using He-Ne

Fig. 4. (a) Relative spectral response vs. temperature at 488 and 632.8 nm for S1227-1010BQ. (b) Aging of relative spectral response for S1227-1010BQ at  $35^\circ\text{C}$ .

and Ar-Ion laser lines. These results show that temperature dependency of responsivity is higher at longer wavelengths Fig. 4a. We have measured the S1337-11 type windowless photodiode at different temperatures. Obtained results showed that responsivity changes are smaller than 0.2%. Measurements for S1227-1010BQ type photodiode were taken at  $35^\circ\text{C}$  to see the photodiode stability and to check the long-term behavior of our system in Fig. 4b.

### 3.3. Nonlinearity measurements

We have established a measurement set-up based on intensity-stabilized laser beam due to the difficulties faced with when performing non-linearity measurements in the case of using monochromatic radiation of thermal sources [4]. He-Ne laser was used as the light source and stability

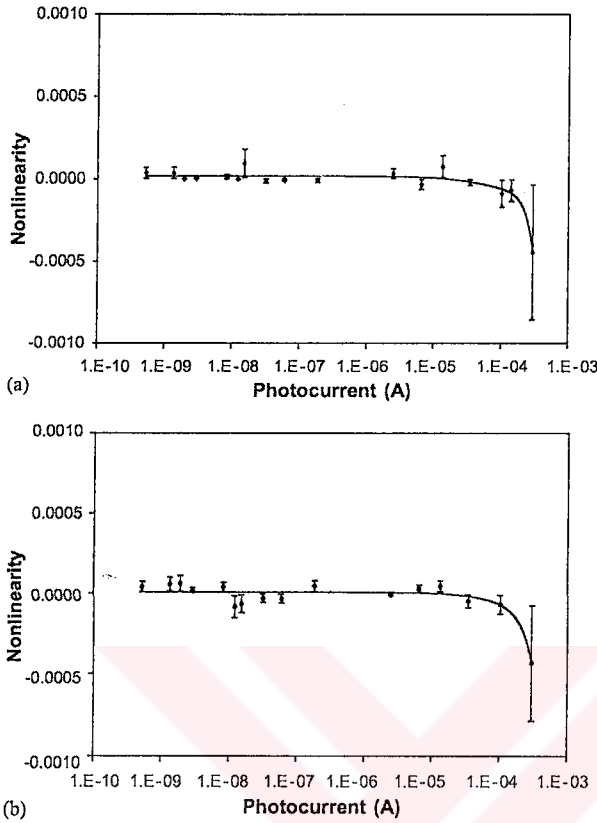


Fig. 5. Measured and interpolated nonlinearities of S1337 type photodiode. (a) When the temperature of the absorbing neutral density filter is not controlled, (b) when the temperature of the absorbing neutral density filter is controlled at 25°C.

of laser was controlled with an electro-optic modulator. Measurement set-up contains; metallic neutral density filters whose transmittances are 1%, 10%, 50% and an absorbing filter, which has 0.1% transmittance. Filters were mounted on the linear translating stages, which have sensitive moving capabilities. Transmittance values of the absorbing filters may change due to temperature effects. Therefore absorbing neutral density filter was placed in the temperature-controlled housing during the measurements and the temperature of the filter was stabilized at 25°C. Beam-addition method was used in order to evaluate the linearity characteristics of silicon photodiodes [5] and the nonlinearity of a photodiode defined as

$$NL = 1 - \frac{I_A + I_B}{I_{A+B}}, \quad (3)$$

where  $I_A$  and  $I_B$  are the photocurrents, which was generated with the light beam incident on the photodiode in two arms and  $I_{A+B}$  is the combined beam current. The results of the two independent measurements are shown in Fig. 5(a) and (b) for the S1337 type photodiode. Linearity of the photodiode is within  $\pm 1 \times 10^{-4}$  in the photocurrent level of  $10^{-9}$ – $10^{-4}$  for the first condition. In addition, when the absorbing

type neutral filter is placed inside of temperature controlled housing, the linearity is within  $6 \times 10^{-5}$ . The data points can be well approximated by the polynomial fit functions given in Eqs. (4) and (5), respectively, as

$$NL = -2.95829E + 07A^3 + 7.92935E + 03A^2 - 1.28615E + 00A + 1.83456E - 05, \quad (4)$$

$$NL = -1.03396E + 07A^3 + 7.09408E + 02A^2 - 7.64171E - 01A + 6.89844E - 06, \quad (5)$$

where NL is the non-linearity, and  $A$  is the photocurrent.

### 3.4. Spectral responsivity measurements

The absolute spectral responsivity scale is realized by using trap detectors. Ideally, each photon incident on the photodiode create one electron–hole pair that can be measured as photocurrent. Theoretically, the responsivity of the trap detector is given as [6]

$$R(\lambda) = [1 - \rho(\lambda)][1 - \delta(\lambda)] \frac{e\lambda}{hc}, \quad (6)$$

where  $\rho(\lambda)$  is the reflectance of detector,  $\delta(\lambda)$  is the internal quantum deficiency of the photodiode,  $e$  is the elementary charge,  $\lambda$  is the wavelength in the vacuum,  $h$  is the Planck constant, and  $c$  is the speed of the light in vacuum. Determination of the photodiode responsivity depends on both reflectance  $\rho(\lambda)$  and internal quantum deficiency measurements  $\delta(\lambda)$ . These parameters are measured at several laser wavelengths and then can be extrapolated to cover the whole visible range. Detailed measurements of internal quantum efficiency can be found in [6]. Reflectance value of reflection type trap detector was measured at 488.1, 514.7, and 632.8 nm laser wavelengths. Results are shown in Fig. 6. Output of a laser is directed to the trap detector by using a flat mirror. Then reflected beam is directed to other trap detector. The reflectance of the first trap detector is obtained from the ratio of signals measured by two trap detectors. Silicon photodiodes, used in this work, are described as a thin layer  $\text{SiO}_2$  on the silicon substrate. The calculation of the reflectance of silicon photodiode was based on thickness of the  $\text{SiO}_2$  layer and refractive indices of both  $\text{SiO}_2$  and silicon. If photodiodes, which are used in the trap are the same type, the reflectance of the trap detectors can be calculated from reflectance values of silicon photodiodes by using Fresnel equations [7]. The coefficients for  $p$ -polarized and  $s$ -polarized beams are given below respectively, as

$$r_{mn} = \frac{n_n \cos \theta_m - n_m \cos \theta_n}{n_n \cos \theta_m + n_m \cos \theta_n}, \quad (7)$$

$$r_{mn} = \frac{n_m \cos \theta_m - n_n \cos \theta_n}{n_m \cos \theta_m + n_n \cos \theta_n}. \quad (8)$$

Thus the reflectance of the trap detector is

$$\rho_{\text{trap}} = \rho(0^\circ) \cdot \rho_s^2(45^\circ) \cdot \rho_p^2(45^\circ). \quad (9)$$

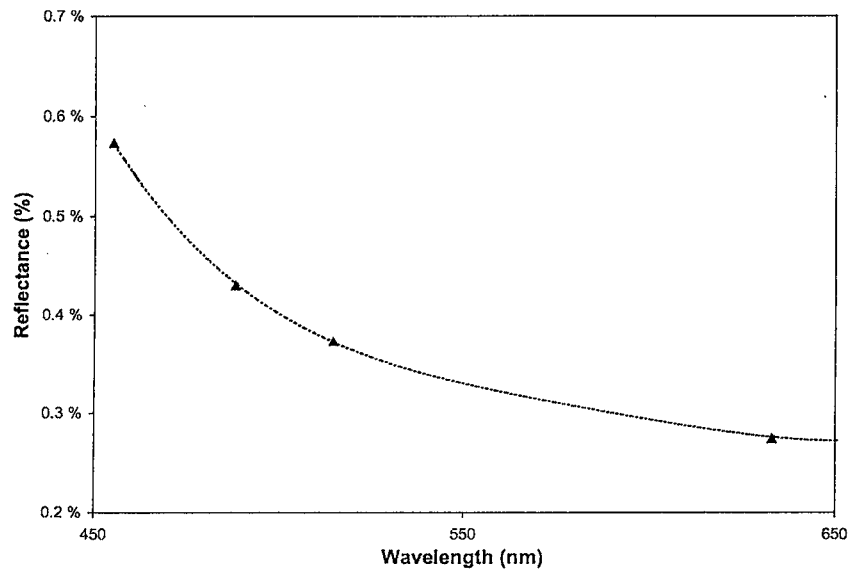


Fig. 6. Measured (triangle) and calculated (dashed curve) reflectances of the reflection trap detector.

Theoretical reflectance values are calculated according to Eq. (9) whereby the experimental results could be compared.

#### 4. Conclusion

Nonlinearity of photodiodes started to increase after  $\sim 160 \mu\text{A}$  photocurrent level and it is observed that the change increased rapidly after  $290 \mu\text{A}$  photocurrent threshold. Mean deviations of linearity within the generated photocurrents are  $3.21 \times 10^{-5}$  and  $2.36 \times 10^{-5}$ , respectively. Results of measurements were better when temperature of the absorbing filter was stabilized. This result suggests that absolute measurements of S1337 type photodiodes by using cryogenic radiometer should be made under  $200 \mu\text{A}$  photocurrent level. One of the photodiodes, which showed the best linearity, has chosen as the national non-linearity measurement standard. Obtained results show that temperature dependency of the responsivity is higher at longer wavelengths. Among the chosen photodiodes, S1337-11 type Hamamatsu photodiodes are most insensitive to temperature changes. S1337-1010BQ type photodiodes are more sensitive to temperature changes with respect to S1227-1010BQ types. Both S1337-1010BQ and S1227-1010BQ type photodiodes have to be used in a temperature-controlled housing for accurate measurements. Photodiodes having the most uniform responsivity surfaces has been identified to be used as reference standards in producing photometers. In the guideline of the results of measurements presented in this paper, we have decided to use 1337-11 photodiode in our trap

detector, which will be used in establishing absolute optical power scale. We have also decided to use 1227-1010BQ type photodiodes for the Photometer Heads and 1337-1010BQ type photodiodes as transfer standards. The agreement between measured and calculated reflectance values is better than  $1 \times 10^{-4}$  in the wavelength region from 480 to 650 nm, therefore acquired results verify that Fresnel formulas can be applied to interpolate spectral reflectance of trap detector with high accuracy. Outcome of all these results are to be used for the detector-based realization of candela and other derived units at UME.

#### References

- [1] Martin JE, Fox NP, Key PJ. A cryogenic radiometer for absolute radiometric measurements. *Metrologia* 1985;21:147–55.
- [2] Schröter W. Electronic structure and properties of semiconductors. In: Chan RW, Haasen P, Cramer EJ, editors. *Material science and technology: a comprehensive study*, vol. 4. Switzerland: Trans Tech Publications Ltd; 1998. p. 220–1.
- [3] White MG, Bittar A. Uniformity of quantum efficiency of single and trap configured silicon photodiodes. *Metrologia* 1993;30:361–4.
- [4] Durak M, Samedov F, Turkoglu AK. Spatial non-uniformity measurements of large area silicon photodiodes. *Turkish Journal of Physics* 2002;26: 375–80.
- [5] Fischer J, Fu L. Photodiode nonlinearity measurement with an intensity stabilized laser as a radiation source. *Appl Opt* 1993;32:4187–90.
- [6] Larason TC, Bruce SS, Cromer CL. The NIST high accuracy scale for absolute spectral response from 409 to 920 nm. *J Res Natl Inst Stand Technol* 1996;101:133–40.
- [7] Jellison Jr. GE. Optical functions of silicon determined by two-channel polarization modulation ellipsometry. *Opt Mater* 1992;1: 41–7.