

2025-2026 Spring Semester DEPARTMENT OF PHYSICS

Comparison of Maxwell Electromagnetic Theory and Axion Electromagnetic Theory

Fatma BAYBARZ 20022011

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Murat ÇALIŞKAN

ABSTRACT

This work contrasts axion electrodynamics against classical electromagnetism, examining the latter under source-free configurations, with Dirac monopoles, and with a dynamically coupled pseudoscalar axion field. A key contribution of this study is a novel resolution methodology developed to decouple axion-driven radiation signatures from the conventional electromagnetic profiles of neutron stars and rotating black holes. Based on newly derived power and luminosity equations, the detectability of this radiation is quantified to match contemporary constraints from Planck satellite observations. Concurrently, the study explores the axion's implications for modified gravity and its viability as a primary cold dark matter component. This analysis culminates in a detailed investigation of early universe cosmology, tracking the axion's inflationary dynamics and its fundamental characteristics as a pseudo-Nambu-Goldstone boson. Information about axion in cosmology has been provided.

The role of duality symmetry in electromagnetic and axion theories can be summarized as follows :

1. Maxwell's equations in vacuum: duality symmetry is present and unbroken.
2. Classical Maxwell equations without magnetic monopoles: duality symmetry is broken.
3. Maxwell equations with magnetic monopoles: duality symmetry is restored.
4. Maxwell equations with an axion term in the standard formulation: duality symmetry is broken.
5. Maxwell equations with an axion term included in the duality transformations: duality symmetry is restored, leading to an enlarged internal and gauge symmetry.

ELECTROMAGNETIC THEORY

Maxwell's equations constitute the equations of motion for electromagnetism. The Lagrangian

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - J_{\mu}A^{\mu}$$

Within these equations, Gauss's laws for electric and magnetic fields serve to identify the sources of these two fields, both of which vanish in a vacuum. Faraday's law of induction describes the electric field induced by a time-varying magnetic field. Concurrently, the Maxwell-Ampere law formulates the magnetic field generated by both an electric current and a time-varying electric field.

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J}_e + \epsilon_0 \mu_0 \partial_t \mathbf{E} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B}\end{aligned}$$

Electromagnetism with magnetic charge and current:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J}_e + \epsilon_0 \mu_0 \partial_t \mathbf{E} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= \mu_0 \rho_m \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \mathbf{J}_m - \partial_t \mathbf{B}\end{aligned}$$

AXION ELECTROMAGNETIC THEORY

The axion is a hypothetical pseudoscalar Nambu-Goldstone boson arising from the spontaneous breaking of the global Peccei-Quinn symmetry, originally introduced to resolve the Strong CP Problem in Quantum Chromodynamics (QCD). Characterized by a sub-electronvolt mass scale and an exceedingly suppressed coupling to Standard Model particles, the axion constitutes one of the most compelling theoretical candidates for Cold Dark Matter (CDM) in modern cosmology. From a field-theoretic perspective, the axion field exhibits non-thermal oscillation dynamics in the early universe via the misalignment mechanism, evolving into a coherent, non-relativistic condensate. Axions are extremely light and weakly interacting pseudoscalar fields. Their coupling to the electromagnetic field gives rise to effects analogous to those produced by magnetic monopoles. Within this framework, axion electrodynamics can be conceptualized as a topologically extended formulation of Maxwell's theory, inherently giving rise to augmented internal symmetries.

The Lagrangian

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\theta} &= -\frac{2\kappa}{\mu_0 c} \theta \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = \frac{\kappa}{\mu_0 c} \theta F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (\theta = \theta(x) \text{ is a pseudo-scalar field}) \\ \mathcal{L}_{0+\theta} &= -\frac{1}{4\mu_0} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{\kappa}{4\mu_0 c} \theta F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - A_{\mu} J_e^{\mu} + \mathcal{L}_a\end{aligned}$$

The intrinsic dynamics of the axion field allow for the propagation of the axion as a wave.

$$\mathcal{L}_a = \frac{1}{2}(\partial^{\mu}\theta)(\partial_{\mu}\theta) - U(\theta)$$

Equations for the axion electrodynamics with electric and magnetic sources

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{E} - c\kappa\theta\mathbf{B}) &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \\ \nabla \times (c\mathbf{B} + \kappa\theta\mathbf{E}) &= \frac{\partial_t(\mathbf{E} - c\kappa\theta\mathbf{B})}{c} + c\mu_0 \mathbf{J}_e \\ \nabla \cdot (c\mathbf{B} + \kappa\theta\mathbf{E}) &= c\mu_0 \rho_m \\ \nabla \times (\mathbf{E} - c\kappa\theta\mathbf{B}) &= \frac{\partial_t(c\mathbf{B} + \kappa\theta\mathbf{E})}{c} - \mu_0 \mathbf{J}_m\end{aligned}$$

Adding an axion term breaks classical EM duality. To restore full SO(2) duality invariance, the physical fields are reconstructed into auxiliary dynamical fields ($\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{B}}$) via modified gauge potentials ($\tilde{\phi}, \tilde{\mathbf{A}}$) :

$$\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B} + \kappa\theta\mathbf{E} = \nabla \times \tilde{\mathbf{A}} \quad \text{and} \quad \tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} - \kappa\theta\mathbf{B} = -\partial_t \tilde{\mathbf{A}} - \nabla\tilde{\phi}$$

Under a constant magnetic field, the coupled wave equations exhibit an internal rotation symmetry. By Noether's theorem, the invariance yields a conserved four-current that physically unifies the axion field and EM gauge sectors under a conservation law. CP (Charge-Parity) symmetry is governed by the vacuum angle, a non-zero value explicitly induces CP violation, causing electric charges to act as magnetic dipoles. This issue is naturally resolved via the PQ (Peccei-Quinn) mechanism, where the spontaneous breaking of a global $U(1)_{PQ}$ symmetry introduces the axion as a pseudo-Nambu-Goldstone boson.

Scalar fields remain invariant under parity symmetry, whereas pseudoscalar fields preserve their magnitude but experience a sign inversion; notable examples include pion and axion-like particles. Consequently, the classification of a field or a particle as either scalar or pseudoscalar can be determined by analyzing its behavior under parity transformation. Whether parity symmetry is conserved or violated strictly dictates how a field interacts with other fundamental forces. Fundamentally, the Lagrangian density must remain invariant under parity transformation. In the context of the axion field, to maintain this invariance, the electric field must invert its sign under parity ($\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$), ensuring that the coupling between the electric and magnetic fields behaves as parity-odd(-1). Since the axion field itself is a pseudoscalar, it is inherently parity-odd. Consequently, the coupling of these two components ensures that the Lagrangian density ($\tilde{\phi}\mathbf{E} \cdot \tilde{\mathbf{B}}$) remains parity invariant (even, +1), thereby strictly preserving the symmetry.

ELECTROMAGNETIC RADIATION

The following expression describes a spherically symmetric, time-oscillating field configuration originating from either pure scalar fields in modified gravity or axion-like particles.

$$\phi(x, t) = \phi_0 \operatorname{sech}\left(\frac{|x|}{R}\right) \cos(\omega t)$$

The mathematical structure of this equation corresponds unambiguously to that of a solitary wave.

The equations provided below illustrate how the EM field radiates and undergoes perturbation when coupled with a scalar field. In the presence of such perturbations, radiative contributions are added to the classical electric and magnetic field configurations.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_r \quad \text{and} \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_r$$

The primary set of equations comprises the Maxwell relations governing the background field configurations, whereas the subsequent set incorporates the dynamical influence of the scalar sector. The plasma effect on the propagation EM waves induces from the terms ρ_p and J_p can be written as the dispersion relation. The EM radiation related to \mathbf{E}_r and \mathbf{B}_r determined by the charge density and current of scalar field ρ_s and J_s coupled to the background EM fields.

The radiated electric and magnetic fields are written by the corresponding EM field as;

$$\mathbf{E}_r(x, t) = -\nabla A_0(x, t) - \partial_t \mathbf{A}(x, t) \quad \text{and} \quad \mathbf{B}_r(x, t) = \nabla \times \mathbf{A}(x, t)$$

The Poynting flux for the radiated EM field is defined by

$$\mathbf{S}(x, t) = \mathbf{E}_r(x, t) \times \mathbf{B}_r(x, t)$$

Since the radiated power is expressed as

$$\mathcal{P} = 4\pi|x|^2|\bar{S}| \quad (\text{where } \bar{S} = \frac{1}{T} \int_0^T S dt \text{ and } T = \frac{2\pi}{m_s})$$

DETECTABILITY

The spectral flux density can be written as (L and \mathcal{P} are luminosity and \mathcal{B} is signal bandwidth)

$$S = \frac{L}{4\pi d^2 \mathcal{B}} = \frac{\mathcal{P}}{2\omega d^2}$$

Under the regime of time-dependent, alternating magnetic fields coupled with radial oscillations, the resulting radiation signatures generated by the scalar field fall well within current detectable thresholds; conversely, the corresponding emissions from the axion sector remain below detectable limits, even when bolstered by resonance effects. Radio observations can be utilized to distinguish modified gravity theories from standard cosmological models; successfully detecting this signal would point toward a scalar field that falls well within detectable thresholds, rather than an axion-like sector.

COMPARISON AND DISCUSSION

In this work, the EM radiation signatures generated by an oscillating scalar field are systematically evaluated and directly compared to those of an axion field to map out their defining characteristics. We demonstrate that the localized radiative signatures depend sensitively on the mathematical form of the gauge coupling specifically, the topological $F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$ term for pseudoscalar axions versus the standard $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ term for pure scalars. In radially oscillating setup (characterized by the periodic expansion and contraction of the field envelope surrounding dense compact objects like neutron stars) the axion field is highly sensitive to these spatiotemporal variations, producing a significantly stronger EM signal and experiencing a much more intense resonance enhancement than its scalar counterpart. Conversely, the scalar field remains largely unaffected by these radial deformations. While the scalar field remains highly insensitive to these dynamic changes, the axion field reacts strongly, undergoing a pronounced resonance enhancement with the stellar magnetic field. Consequently, detecting these supplementary, highly efficient resonance bursts in the electromagnetic signals of neutron stars serves as a direct empirical signature indicating the presence of an axion field.

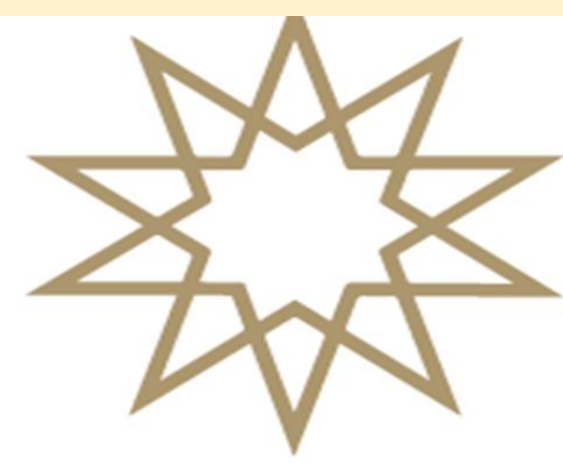
This structural divergence in resonance responses and sideband modulations provides a robust diagnostic tool to distinguish the two fields. Crucially, when viewed through the lens of modified gravity, pure scalar fields can couple directly to the local matter density. This matter coupling triggers the chameleon mechanism (a screening feature unique to scalar-tensor gravity and entirely absent in axion physics) which dynamically modulates the effective scalar mass according to the surrounding environment. In light of this mechanism, the scalar field's mass range can be explicitly computed by defining the ambient matter profiles, establishing a well-motivated baseline window (10^{-7} eV - 10^{-2} eV) that remains consistent with current astrophysical constraints. Given the high background noise inherent to deep space, such as emissions from supernovae and standard pulsars, characterizing the unique frequency profiles and power distributions of these scalar or axion signals represents a critical milestone. Ultimately, incorporating realistic astrophysical parameters, alongside future investigations into the long-term stability and lifetimes of these scalar/axion configurations, will be essential to establish the exact time scales and observability of these unique cosmic signatures.

AXION IN COSMOLOGY

Axions are among the strongest candidates for dark matter today. The chameleon mechanism is of critical importance for modified gravity theories. This mechanism enables the mass of the scalar field to vary according to the ambient matter density. Consequently, this phenomenon serves as one of the most robust pieces of evidence for distinguishing scalar-tensor theories of gravity from axion models. Given the significant amount of "noise" in space, such as supernovae and pulsars, the necessity of distinguishing the signals originating from scalar or axion stars from these known astrophysical sources. If the profiles of these signals specifically their frequency and power distribution possess a distinguishable specificity, it will represent a significant milestone for modified gravity research. The axion does not interact with the universe it leaves a signature on the cosmic microwave background radiation. In this case, the standard deviation of the axion field in terms of the decay constant is given by $\sigma_{\theta} = \frac{H_i}{2\pi\nu_{\theta}}$. In the literature of particle physics, axions are defined as parity-violating (odd) and extremely light pseudo-scalar fields, and they are currently recognized as one of the most compelling structural candidates for cold dark matter (CDM) in modern cosmology. Today, the existence and mass spectrum of this light dark matter particle are being actively investigated (not only through background gravitational structures) but also via experimental platforms such as CAST, MADMAX, ABRACADABRA, and KLASH, by tracking the effective electric currents and chiral electromagnetic radiation signatures it induces under external magnetic fields. After the universe begins to cool and reaches the QCD scale, the non-perturbative (which cannot be calculated via Feynman diagrams) quantum effects (instantons) of the strong interaction come into play. These effects impart a corrugated potential landscape to the axion, thereby causing the axion field to oscillate and behave as cold dark matter.

REFERENCES

- [1] Luca Visinelli. Axion-Electromagnetic Waves. Modern Physics Letters A, 28(35):1350162, October 2013.
- [2] Wenyi Wang, Sousuke Noda, and Taishi Katsuragawa. Scalar-Induced Electromagnetic Radiation: Comparison with Axion-Like Particles and Implications for Modified Gravity. arXiv e-prints, page arXiv:2411.17186, November 2024.
- [3] Florian Bauer and Dirmutextcommabelow s A. Demir. Higgs-Palatini inflation and unitarity. Physics Letters B, 698(5):425–429, April 2011.
- [4] R. D. Peccei and H. R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. prl, 38(25):1440–1443, June 1977.
- [5] Luca Visinelli. Dual Axion Electrodynamics. arXiv e-prints, page arXiv:1111.2268, November 2011.



Temperature-Dependent I-V Characterization and Equivalent Circuit Analysis of a Silicon Solar Cell Module

Semanur KARADAĞ | 21022069

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Murat ÇALIŞKAN

ABSTRACT

In this study, how the electrical performance of a crystalline silicon (c-Si) solar cell module is affected by temperature is explored. The current-voltage (I-V) behavior was measured under both dark and illuminated conditions at six different temperatures ranging from 296.55 K to 367.75 K. To ensure accuracy and block external noise, all tests were conducted inside a Faraday cage. Using the collected data, key metrics like maximum power (Pmax), fill factor (FF), and power conversion efficiency (PCE) were calculated. Finally, the "Single-Diode Equivalent Circuit Model" was used to understand how the internal electrical parameters of the cell are changed as the temperature increases.

INTRODUCTION & OBJECTIVE

In real-world conditions, solar cells are often operated at temperatures much higher than the standard laboratory test conditions of 25°C. The semiconductor's bandgap and carrier dynamics are directly altered by this increase in heat, leading to a significant drop in performance. The main goal of this study is for the electrical behavior of a c-Si solar cell module to be observed at varying temperatures. It is aimed to quantify exactly how the cell's efficiency is degraded by heat using an equivalent circuit model.

EXPERIMENTAL METHOD

Setup: The experiments were conducted inside a grounded stainless steel Faraday cage to block out any external electric fields and keep the measurements clean.
Cell and Lighting: A c-Si module made of five series-connected cells, with an active area of 3x3 cm, was used. For consistent lighting, a 50W LED lamp was placed exactly 20 cm above the module.
Temperature Control: The module was placed on a heating plate with an adjustable temperature controller. Once the heat stabilized, the I-V sweeps were recorded at six different temperature points between 296.55 K and 367.75 K using a Keithley 199 multimeter.

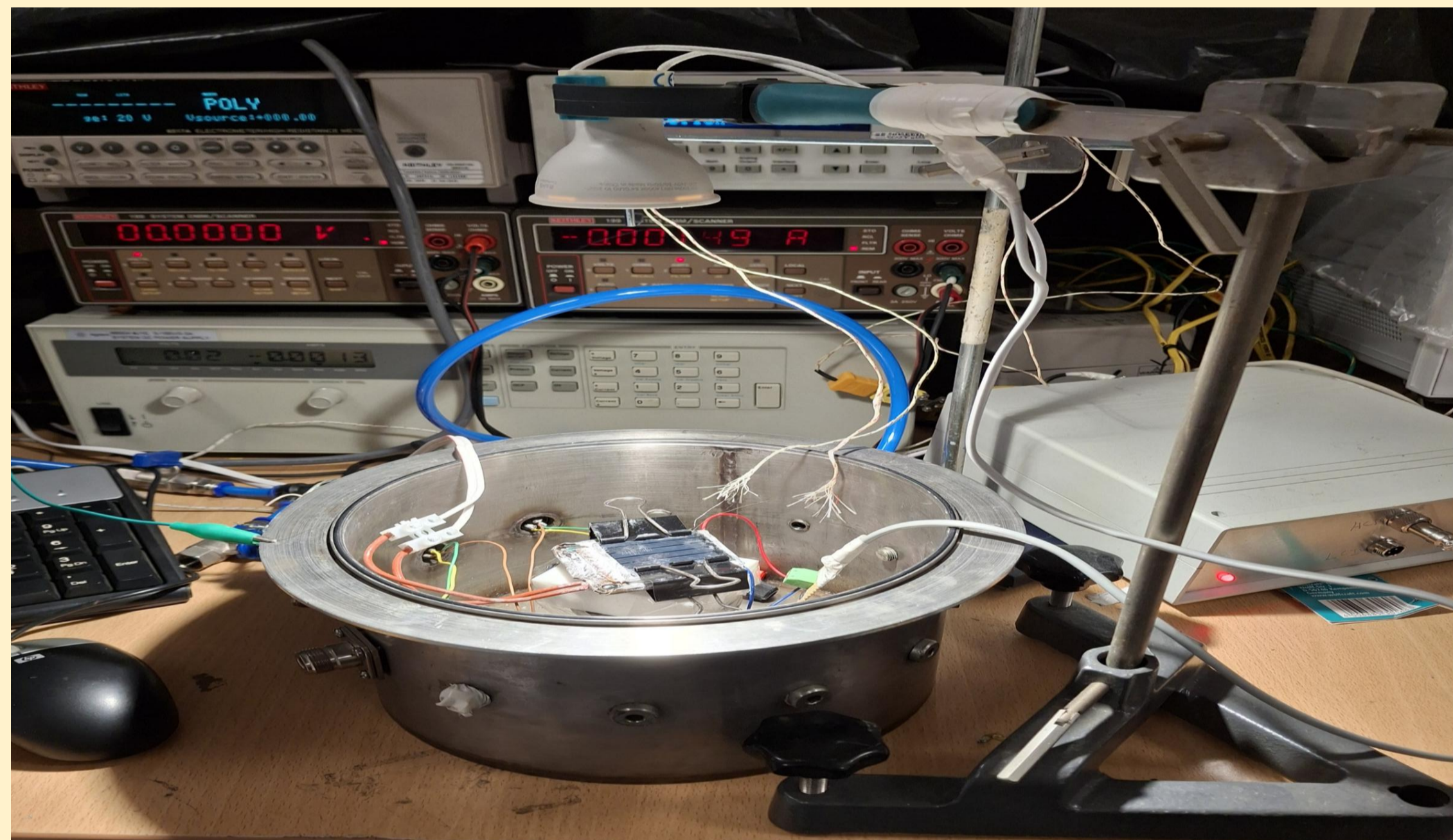


Figure 1: Experimental Setup

RESULTS & DISCUSSION

When the illuminated I-V curves were examined, it was noticed that the short-circuit current (Isc) stayed mostly the same as the temperature went up. However, a sharp drop was observed in the open-circuit voltage (Voc) from about 2.95 V down to 1.42 V. It was noted that this caused the curves to visibly shift to the left along the voltage axis.

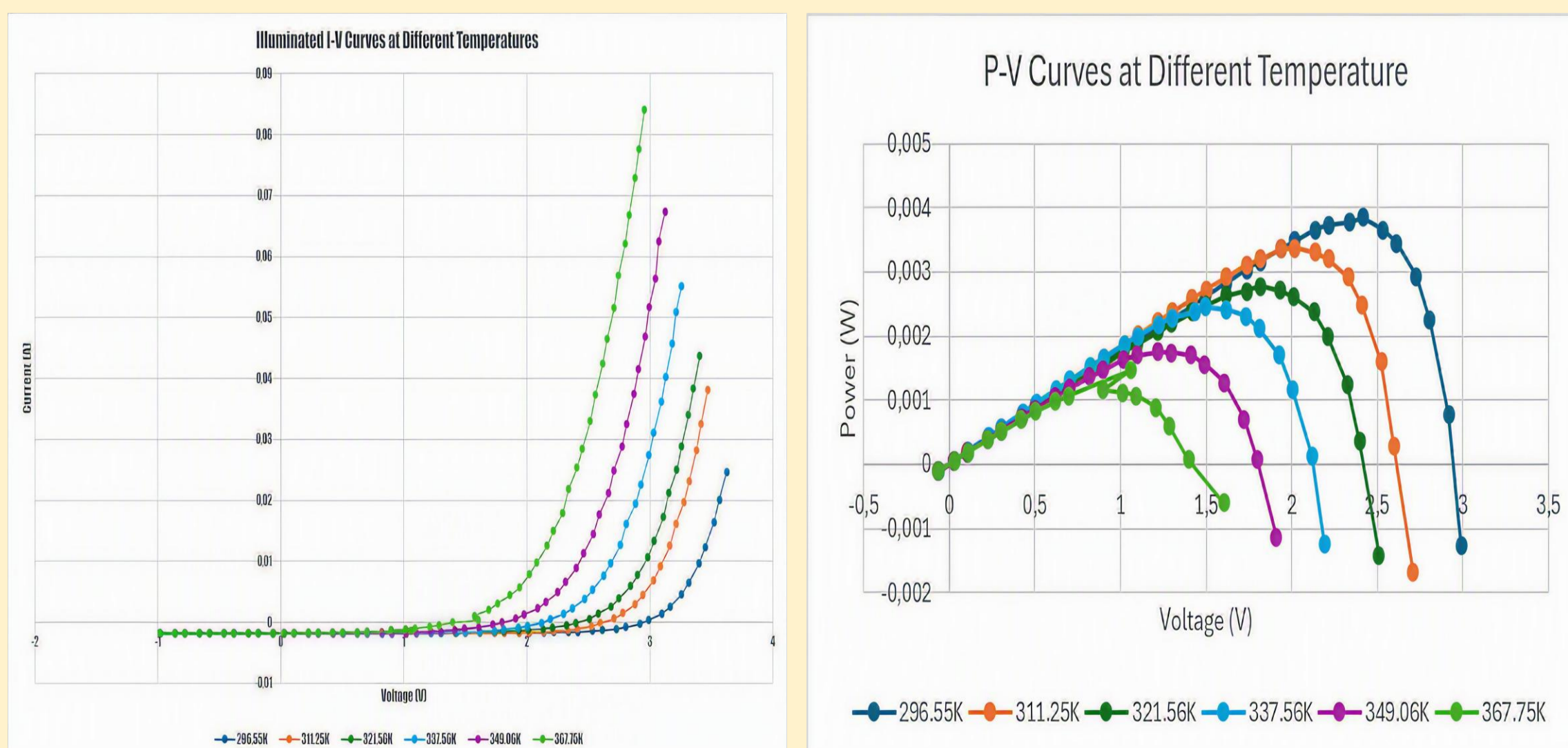


Figure 2: I-V and P-V Curves of solar cell module

Because of this severe drop in voltage and a decreasing fill factor (FF), the maximum power (Pmax) that could be generated by the solar cell was also dramatically reduced. The power conversion efficiency (PCE), which was around 4.30% near room temperature (296.55 K), was observed to drop all the way down to 1.64% at the highest temperature (367.75 K).

	296.55K	311.25K	321.56K	337.56K	349.06K	367.75K
Voc (V)	2,9455	2,6146	2,42123	2,1253	1,8042	1,4208
Isc (A)	0,00178	0,00186	0,00172	0,00189	0,00173	0,00173
Pmax (W)	0,00385	0,00337	0,00277	0,00245	0,00175	0,00147
FF%	73,515	69,3385	66,3533	60,9068	55,8836	59,7095
PCE%	4,2958	3,7696	3,0917	2,7368	1,9518	1,6422

Table 1: Values of the performance parameters of the solar cell module at different temperatures

SINGLE-DIODE EQUIVALENT CIRCUIT MODEL ANALYSIS

To understand the physical reasons behind these power losses, a curve-fitting technique was applied to the experimental data using the "Single-Diode Model". In this model, the solar cell is represented as an equivalent electrical circuit consisting of a current source, a parallel diode, and internal resistances to calculate power losses.

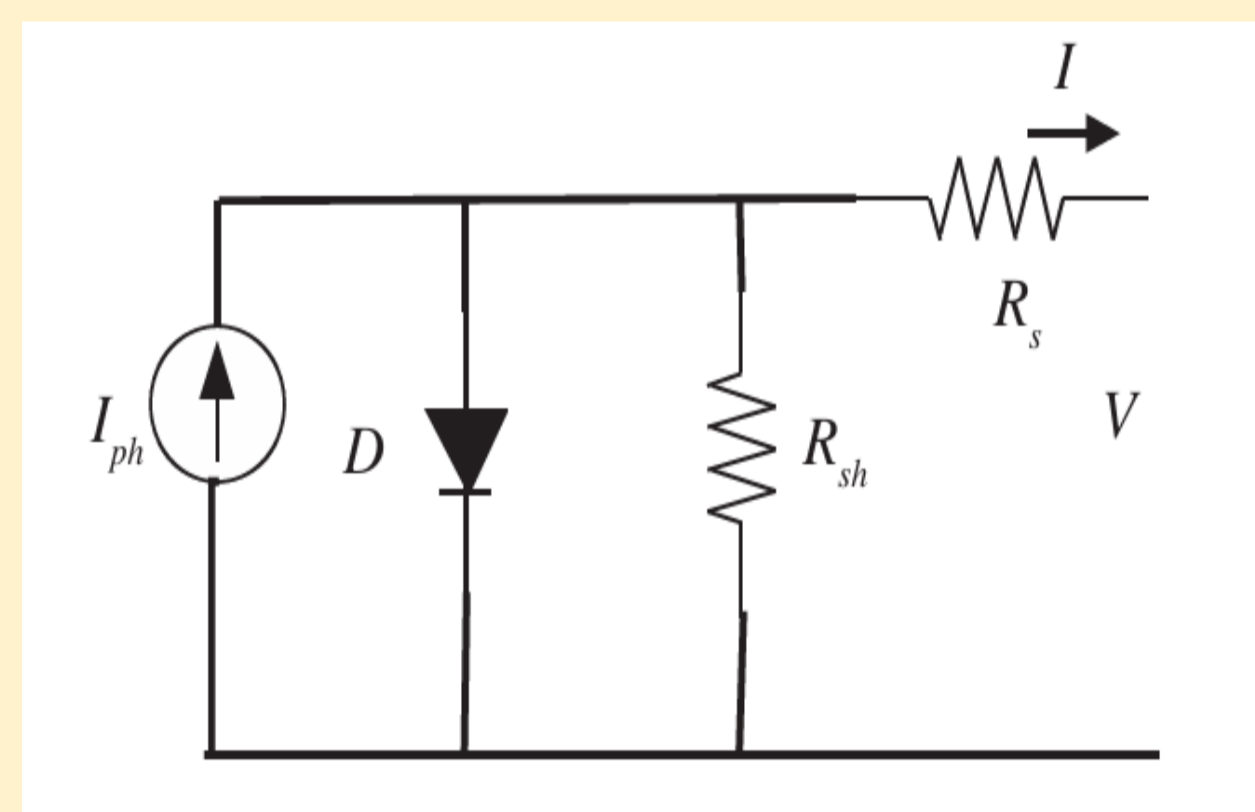


Figure 3: The single-diode model of a photovoltaic device

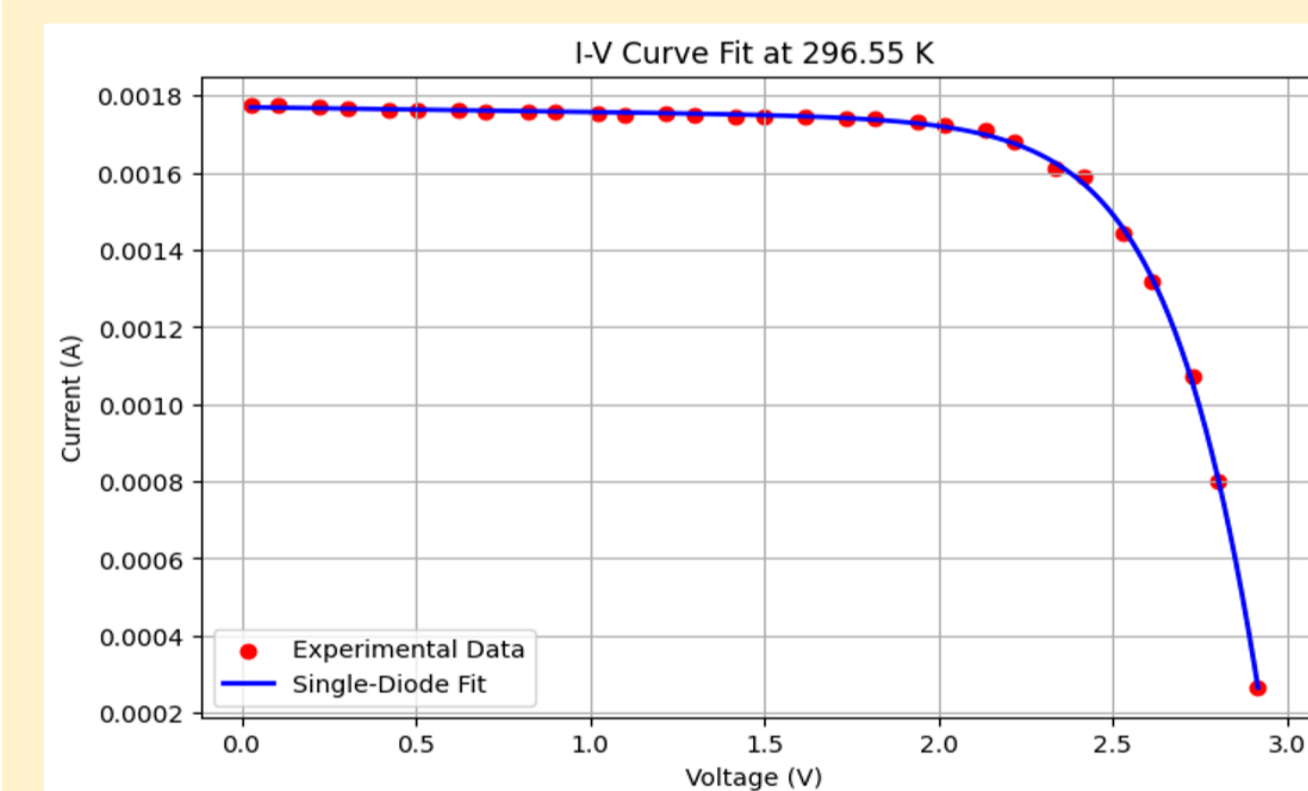


Figure 4: I-V Curve Fit at 296.55K of solar cell module

It was shown by the analysis that the photocurrent (Iph) is mostly independent of temperature changes. However, as the cell gets hotter, the thermal energy of the carriers inside the semiconductor is increased, which drives up the reverse saturation current (I0). It was also found that the series resistance (Rs) goes up, making it harder for the charge carriers to move through the material. These internal losses are identified as the main physical reason why the efficiency drops so much at higher temperatures.

CONCLUSION

- As the temperature rises, the short-circuit current remains stable, but the open-circuit voltage (Voc) and fill factor (FF) are decreased, which directly lowers the overall efficiency (PCE) of the c-Si solar cell.
- The increase in the reverse saturation current (I0) due to the physics of the semiconductor is determined to be the most critical factor limiting the power output.
- It is clearly shown by the findings that for photovoltaic power plants built in hot climates, using active or passive cooling technologies is an absolute necessity to keep the cells at an optimal temperature.

REFERENCES

- Nelson, J., (2003). The Physics of Solar Cells, Imperial College Press, London. DOI: 10.1142/p276.
- Skoplaki, E., Palyvos, J.A., (2009). "On the Temperature Dependence of Photovoltaic Module Electrical Performance: A Review of Efficiency/Power Correlations", Solar Energy, 83(5), 614-624. DOI: 10.1016/j.solener.2008.10.008.
- Villalva, M.G., Gazoli, J.R., Filho, E.R., (2009). "Comprehensive Approach to Modeling and Simulation of Photovoltaic Arrays", IEEE Transactions on Power Electronics, 24(5), 1198-1208. DOI: 10.1109/TPEL.2009.2013862.



2025-2026 Bahar Yarıyılı Fizik - BÖLÜMÜ

UZAY-ZAMAN KUANTUM DOĞASI

Shaimaa FAEL 22022901

Danışman: Prof. Dr. Zeynel YALÇIN

ÖZET

Bu çalışma, uzay-zaman kavramının klasik fizikteki mutlak ve değişmez yapısından, modern fiziğin en büyük problemlerinden biri olan Kuantum Mekanikliği ile Genel Görelilik arasındaki uyumsuzluğa uzanan tarihsel ve teorik süreci ele almaktadır. Çalışmada, bu uyumsuzluğu gidermek amacıyla geliştirilen Kuantum Kütleçekimi yaklaşımları incelenmiştir. Bu bağlamda; Sicim Teorisi, Döngüsel Kuantum Yerçekimi (LQG) ve Beliren (Emergent) Uzay-Zaman modelleri karşılaştırmalı olarak değerlendirilmiştir. Teorik modellerin temel varsayımları ve uzay-zamanın süresiz yapısına dair öngörülleri analiz edilerek, kuantum kütleçekimi teorilerindeki güncel ilerlemeler ve fiziksel gerçekliğin doğasına dair yaklaşımlar tartışılmıştır.

Uzay-Zamanın Doğası: Klasik ve Kuantum Çatışması

Klasik fizikte uzay-zaman, olayların üzerinde gerçekleştiği mutlak ve durağan bir arka plan iken; Genel Görelilik ile madde ve enerjiyle etkileşime giren dinamik bir yapıya dönüşmüştür. Ancak Planck ölçeğinde Heisenberg Belirsizlik İlkesi gereği ortaya çıkan kuantum dalgalanmaları, bu pürüzsüz yapıyı kesikli bir "kuantum köpüğüne" dönüştürerek sürekli uzay varsayımını geçersiz kılar. Bu durum, klasik geometrik eğrilik ile kuantum dünyası arasındaki temel çatışmayı ortaya koyar

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad \Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

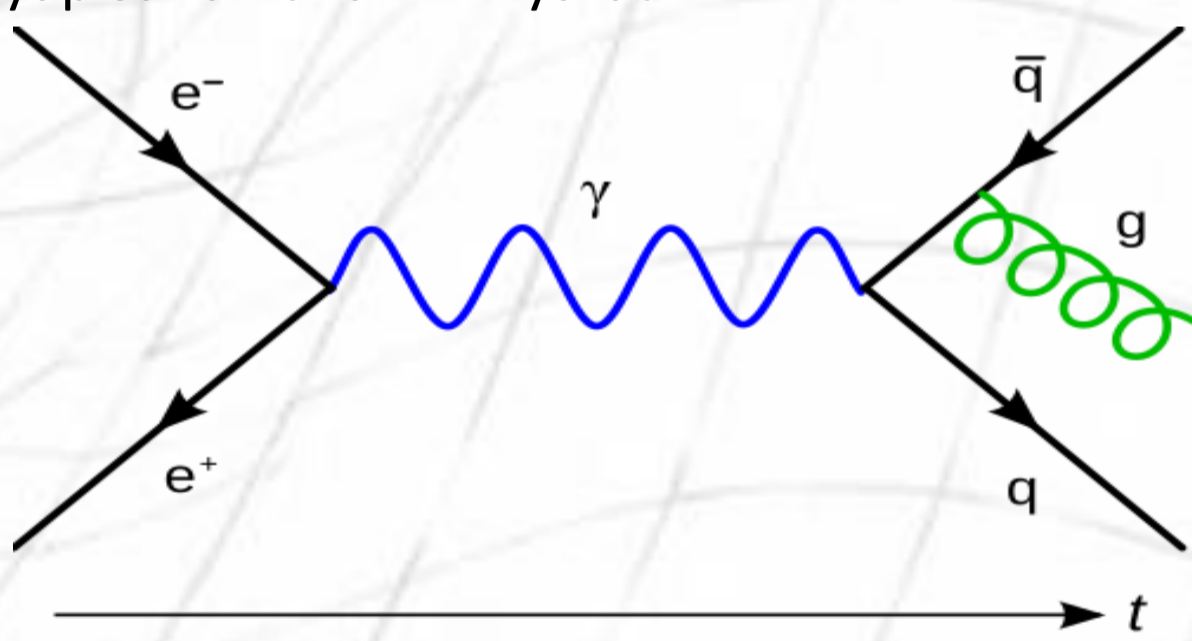
Einstein Alan Denklemleri *Heisenberg Belirsizlik İlkesi*

Kuantum Alan Teorisi (QFT)

QFT, uzay-zamanı 'noktasal parçacıkların' hareket ettiği boş bir sahne olmaktan çıkarıp, tüm evreni kaplayan sürekli kuantum alanları bütününe dönüştürmüştür. Burada evrendeki her temel parçacık, ilgili olduğu alanın yerel bir titreşimidir. Bu dinamik yapıyı tanımlayan temel ifade ise **Standart Model Lagrangian**'dır

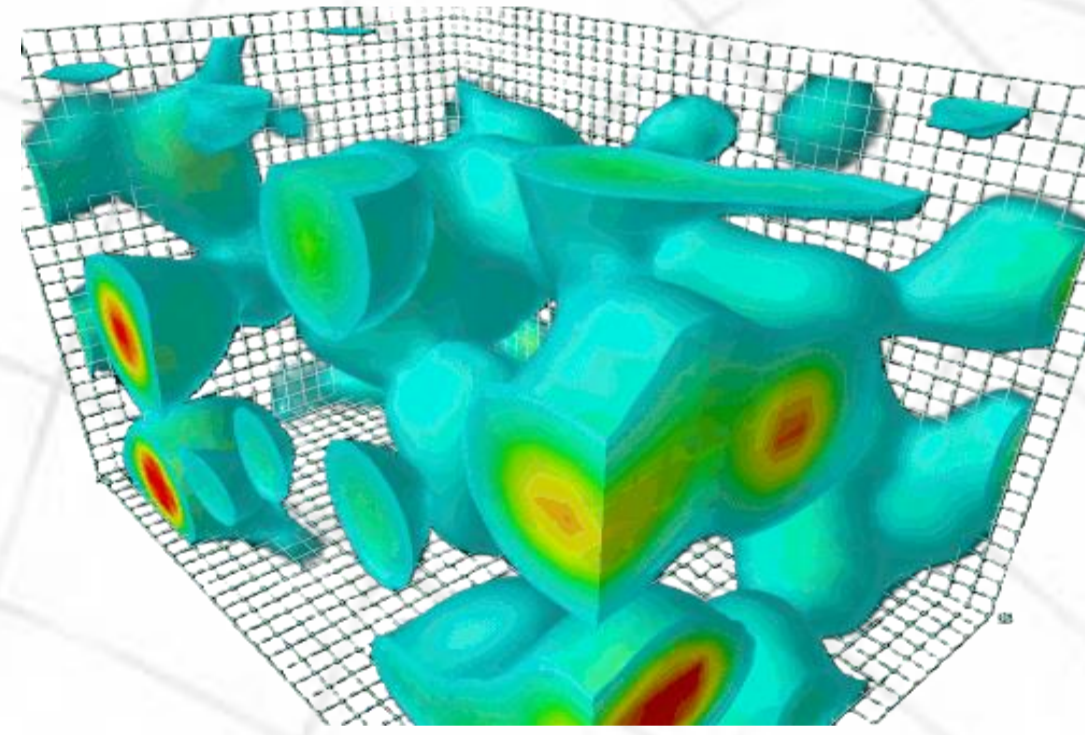
$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + \bar{\psi}LY_{ij}\psi_R\Phi + |D_\mu\Phi|^2 - V(\Phi)$$

Ancak QFT'nin uzay-zamana yüklediği bu matematiksel süreklilik varsayımı, kütleçekimiyle birleştirildiğinde renormalizasyon sürecinde giderilemeyen matematiksel sonsuzluklara (ıraksamalara) yol açarak, makroskobik görelilik ile mikroskobik kuantum dünyası arasında yapısal bir tıkanıklık yaratır.



Şekil-2

Elektron-pozitron ve kuark-antikuark çiftleri arasındaki etkileşimi gösteren Feynman diagramı. Kaynak: Kaiser, D. (2005). "Physics and Feynman's Diagrams". American Scientist.



Şekil-1

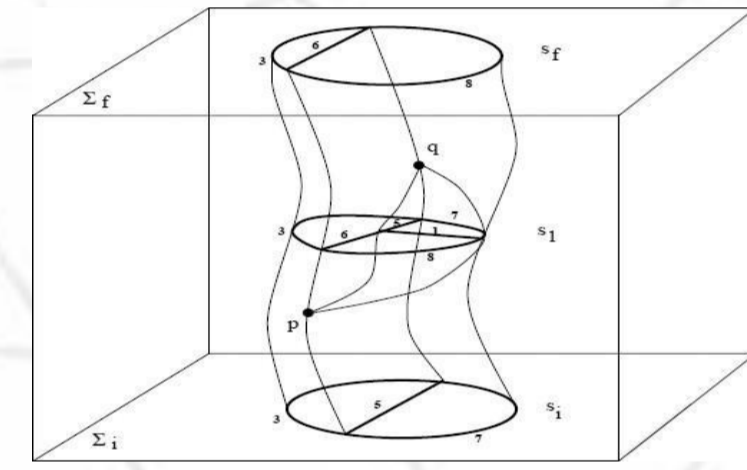
Kuantum vakumundaki sanal parçacık etkileşimleri, sürekli oluşan ve yok olan çiftler aracılığıyla elektronun öz-enerjisine (self-energy) temel düzeltmeler getirir. [2]

Döngüsel Kuantum Kütleçekimi (LQG)

Döngüsel Kuantum Kütleçekimi, uzay-zamanı pasif bir "sahne" yerine dinamik ve arka plandan bağımsız bir kuantum alanı olarak tanımlar. Klasik sürekliliği yıkarak uzayı ayrı kuantum düğümlerine indirgeyen bu teorinin temel matematiksel iskeletini şu ilişkiler oluşturur:

$$A_a^i = \Gamma_a^i + \gamma K_a^i, \quad \psi S(A) = \langle A | S \rangle, \quad \hat{H}\Psi = 0$$

Bu yapıda, Ashtekar-Barbero bağlantısı geometrik değişkenleri kuantize ederken, dönü ağı durumları uzayın alan ve hacim piksellerini tanımlar; Wheeler-DeWitt denklemi ise tüm evrenin kuantum geometrisini bir "durum" olarak sabitler. Sonuç olarak, Planck ölçeğindeki bu kesikli doku, klasik tekillikleri engelleyerek "Big Bang"ın yerini alan bir "Big Bounce" (Büyük Sıçrama) mekanizmasını fiziksel bir zorunluluk haline getirir.



Şekil-3

İki s-knot durumu (si ve sf) arasında uzay-zaman evrimini temsil eden bir dönü köpüğü (spin foam) yüzeyi örneği. [4]

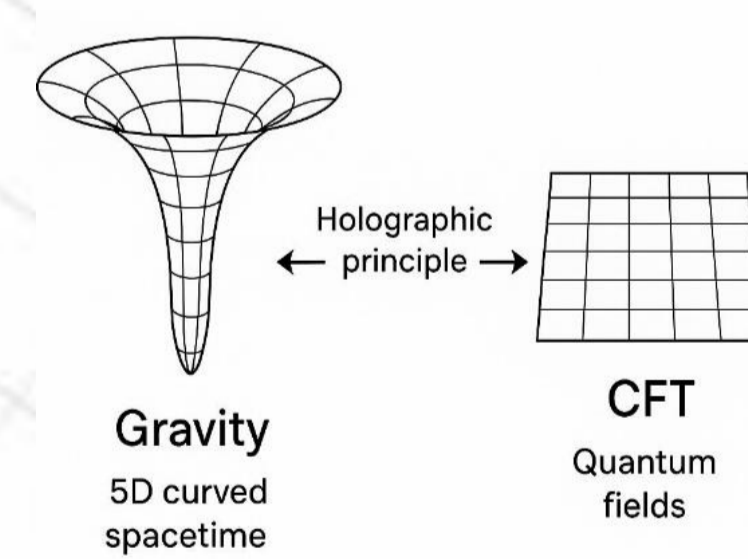
Beliren (Emergent) Uzay-Zaman

Uzay-zaman, temel ve mutlak bir varlık olmaktan ziyade, kuantum dolanıklık süreçlerinden doğan "efektif" bir yapıdır. Bu holografik perspektife göre, kütleçekimsel geometri ($g_{\mu\nu}$) ile sınır teorisindeki enerji-momentum tensörü ($T_{\mu\nu}^{CFT}$) arasında kurulan $T_{\mu\nu}^{CFT} \leftrightarrow g_{\mu\nu}$ eşleşmesi, yerçekiminin temel bir kuvvet değil, kuantum bilgisinin geometrik bir projeksiyonu olduğunu kanıtlar. Bu doğrultuda, kara delik termodinamiği $S = \frac{A}{4G_N}$ bağıntısı ile uzay-zaman eğriliğini bir durum denkleminde dönüştürürken;

$$S(A) = \frac{1}{4G_N} \text{Area}(\tilde{A})$$

formülü, iç kısımdaki geometrinin sınır teorisindeki dolanıklık miktarıyla üretildiğini (emergence) ortaya koyar. Sonuç olarak uzay-zaman; kuantum operatörlerinin bir araya gelerek oluşturduğu, dolanıklık temelli holografik bir yapıdır.

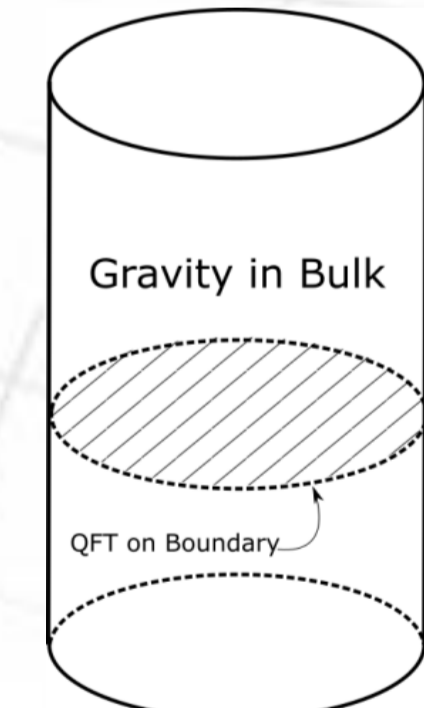
AdS/CFT Correspondence



Gravity
5D curved
spacetime



CFT
Quantum
fields



Gravity in Bulk

QFT on Boundary

Şekil-4

AdS/CFT yazışmasının görselleştirilmesi: Sol tarafta holografik ilke üzerinden kütleçekim ve kuantum alanları arasındaki eşdeğerlik, sağ tarafta ise AdS silindiri üzerinde 'Bulk' ve 'Boundary' ilişkisi gösterilmektedir. Kaynak: Maldacena, J. (1998). "The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity". *Advances in Theoretical and Mathematical Physics*.

Kuantum Kütleçekiminde Kuramsal Yaklaşımlar:

Sicim Teorisi

Sicim Teorisi, evrenin temel dokusunu noktasal parçacıklardan, tek boyutlu titreşen sicimlere ($l_s \approx 10^{-33}$ cm) indirgeyerek uzay-zamanın kuantum yapısını yeniden tanımlar. Bu modelde uzay-zaman, pasif bir sahne değil; sicimlerin **graviton** modundaki kolektif titreşimleriyle ortaya çıkan 'beliren' (emergent) bir geometridir

Kuramsal tutarlılık (Weyl simetrisi), uzay-zamanın 26 boyuta sahip olmasını zorunlu kılar. İki boyutlu dünya yüzeyi (worldsheet) geometrisini betimleyen Polyakov Aksiyonu, sicim dinamiğini doğrusal bir alana indirger

$$S_p = -\frac{T}{2} \int d\tau d\sigma \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu \eta_{\mu\nu}$$

Böylece, Genel Görelilik ve Kuantum Mekanikliği arasındaki gerilim; uzay-zamanın sicimsel titreşimlerden türetilmesiyle, teorik bir krizden pürüzsüz ve geometrik bir çözüme kavuşturulur.

SONUÇ

Bu çalışma, uzay-zaman kavramının gelişim sürecini incelemektedir. Klasik fizikteki mutlak kabulünden, Genel Görelilik ile birleşerek bir doku haline gelmesine; ardından kuantum mekaniği ve Kuantum Alan Teorisi ile köklü bir değişime uğramasına odaklanmıştır. Bu süreçte ortaya çıkan kuantum kütleçekimi problemleri, Sicim Teorisi ve Döngüsel Kuantum Kütleçekimi gibi yaklaşımlarla ele alınmıştır. En dikkat çekici yaklaşımlardan biri olan "emergent spacetime" kavramı ise kuantum ile kütleçekim geometrisi arasında önemli bir köprü kurmuştur. Ancak günümüzde bu teorileri doğrulayan kesin deneysel bir kanıt bulunmamaktadır ve uzay-zamanın temel yapısına dair bu konu, fizikteki en önemli açık problemlerden biri olarak kalmaya devam etmektedir.

KAYNAKÇA

- [1] Taylor, J. R., Zafiratos, C. D., ve Dubson, M. A. (2008). Fen ve mühendislikte modern fizik
- [2] Peskin, M. E., & Schroeder, D. V. (1995). An Introduction to Quantum Field Theory.
- [3] Tong, D. (2009). String Theory: University of Cambridge Part III Mathematical Tripos. University of Cambridge.
- [4] Rovelli, C. (2004). Quantum Gravity. Cambridge University Press
- [5] Gupta, U. (2018). Emergent spacetime (Physics 569, University of California, San Diego).



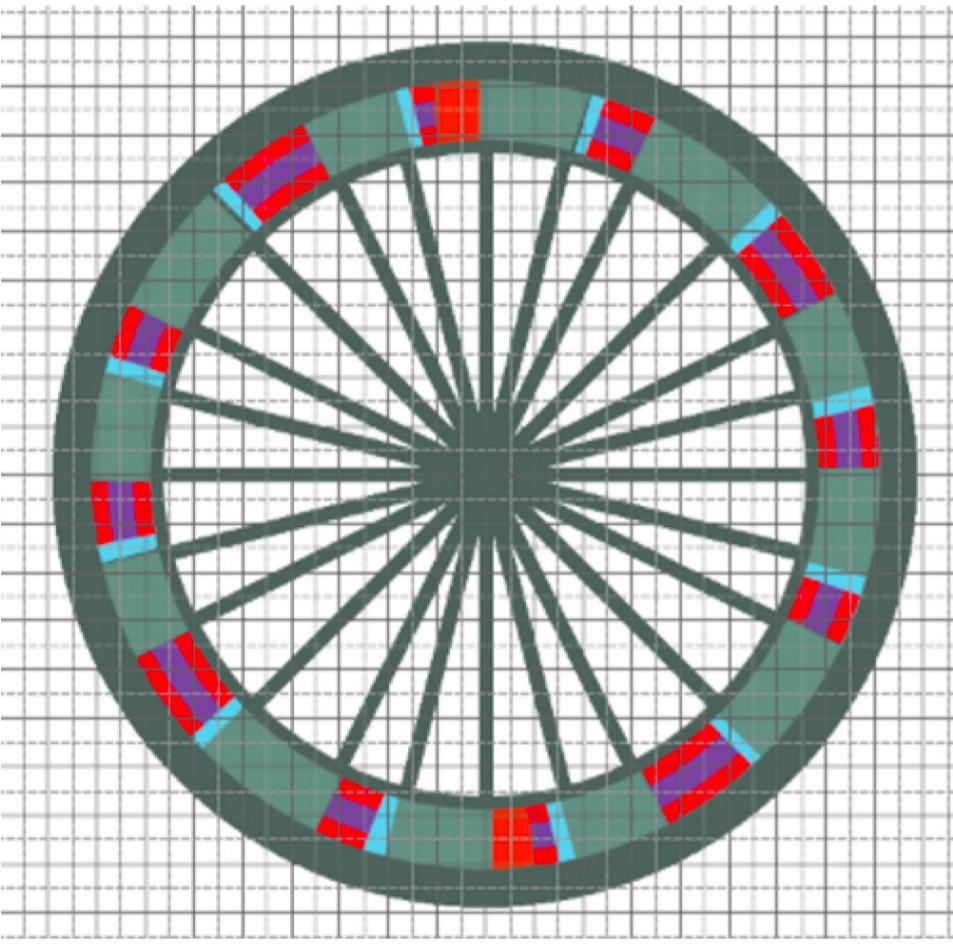
ÖZET

Bu çalışmada, pulsed manyetik alanların hızlandırıcı içerisinde kullanımı değerlendirilmiştir. Lineer bir füzyon reaktörü tasarımı önerilmiştir. Torus tipi reaktörlerdeki homojen nötron hasarı sorununa karşı lineer geometri bir alternatif sunulmuştur. Pulsed dipol senkronizasyonu için "Tur Şartı" ve "Güven Sabiti" gibi kavramları tanımlanmış olup; RL ve RLC devre yaklaşımlarıyla analiz edilmiştir. D-T füzyonu yakıt olarak seçilmiş, 80 dipol ve 164 dört kutuplu mıknatıs içeren iki dairesel hızlandırıcıdan oluşan kurgusal bir sistem için sayısal hesaplamalar yapılmıştır. Seçilen kurgusal parametrelerle hesaplanan Q değeri $\approx 5,07 \times 10^{-5}$ olarak bulunmuş; $Q > 1$ eşliğine ulaşabilmek için demet yoğunluğunun 10^{17} 'den 10^{19} m^{-3} mertebesine çıkarılması ve dört kutuplu mıknatısların enerji tüketiminin azaltılabileceği sonucuna varılmıştır.

Darbeleri Manyetik Alanlar ve Hızlandırıcılar

Darbeleri Manyetik Alanlar

Bu çalışma öncelikli olarak yüksek manyetik alan gerekliliği gösteren manyeto-optik (zeeman etkisi-faraday rotasyonu) gibi deneylerde ve plazma sıkıştırma teknolojilerinde kullanılan darbeleri manyetik alanların hızlandırıcı fiziği konusunda nasıl yer edebileceğini konu alır.



Şekil-1 Hızlandırıcıdaki dipol, dört kutuplu mıknatıs ve RF kavite dağılımı

Hızlandırıcı İçerisinde Darbeleri Dipoller

Saptırıcı dipol mıknatısların manyetik alanının hızlandırıcı boyunca adeta bir atma gibi ilerleyerek parçacığa yön vermesi hedeflenmektedir. Ancak bunun gerçekleşebilmesi için manyetik alanın senkronizasyonu oldukça önemlidir. Senkronizasyonun ve yörüngenin korunması için birkaç önemli kavram tanımlanmıştır. Bunlardan ilki, tur şartıdır. Tur şartı, parçacığın bütün yörünge boyunca neredeyse aynı manyetik alanı görmesidir. Bu da basitçe parçacığın dipolü terk etme süresinin dipollerin açılma veya kapanma sürelerinden ortalamada daha uzun olması anlamına gelmektedir.

Parçacığın Bulunduğu Dipol	Açılan Dipoller	Açık Dipol	Kapanan Dipoller
1. Dipol	(2)-(11)	1	(M-9)-(M)
2. Dipol	(3)-(12)	2	(M-8)-(1)
3. Dipol	(4)-(13)	3	(M-7)-(2)
4. Dipol	(5)-(14)	4	(M-6)-(3)
5. Dipol	(6)-(15)	5	(M-5)-(4)
6. Dipol	(7)-(16)	6	(M-4)-(5)
...
(M-1). Dipol	(M)-(9)	M-1	(M-11)-(M-2)
(M). Dipol	(1)-(10)	M	(M-10)-(M-1)

Tablo-1 Dipol mıknatısların darbeleri sistem içerisinde nasıl açılıp kapanacağını ifade eden tablo gösterimi (M: Segment sayısı/Dipol sayısı)

Siklotron Hareketi ve Tur Şartı

Parçacıkların manyetik alan yoluyla çembersel hareket yaptığı hareket tipidir. Bu hareketi veren denkleme siklotron denklemini de denir ve denklem (1.1)'deki gibidir.

$$QvB = \frac{mv^2}{R} \quad (1.1)$$

Tur şartı darbeleri dipollerin bir şartı olup parçacığın segment içerisinde geçirdiği sürenin dipolün açılıp kapanma süresine eşit ya da daha büyük olması şartıdır. Tur şartının ifadesi denklem (1.2) ile gösterilmiştir

$$\frac{2\pi}{MR} \times v_p \geq t_{DD} \quad (1.2)$$

Burada belirtilen "t_{DD}" ifadesi dipol görev süresi olup ifadesi denklem (1.3) ile belirtildiği gibidir.

$$t_{DD} = \frac{l_D}{v}$$

Burada l_D dipol uzunluğunu, v demet hızını ifade etmektedir.

- Dipole
- Quadrupole
- RF Cavities
- Aperture

Hızlandırıcılar

Birçok mıknatıs ve kavitenin çeşitli geometrilerle bir araya getirilmesiyle oluşturulan hızlandırıcılar, parçacıkların yüksek enerjiler çıkmasını sağlamak için üretilmiş cihazlardır. Bir masaya sığacak kadar küçük olabilecekleri gibi amaçları doğrultusunda kilometrelerce bile olabilirler. Bu çalışma içerisindeki hızlandırıcılar Şekil-1 itibarıyla gösterilen dairesel geometriye ve aygıt dağılımlarına sahiptir, hem parçacığı reaksiyon öncesi gerekli hızlara ulaştırmak hem de senkronizasyon ve yakıt döngüsü amaçlarıyla kullanılacaktır.

Larmor Kaybı

Yüküklü parçacıkların ivmeli hareketlerinden kaynaklanacak olan elektromanyetik enerji kaybı denklem (2) ile ifade edilebilir.

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (2)$$



Şekil-2 Darbeleri sistemde parçacığın segmentlerden geçişinin temsili görüntüsü

Darbeleri Sistem ve Güven Sabiti

Dipollerin tur şartını sağlayan açılıp kapanma sürelerine sahip olmaları hep doğru zamanda açılıp kapanabilecekleri ya da parçacık demetinin her daim nominal manyetik alan gördüğü anlamına gelmez. Dolayısıyla tur şartına ek olacak şekilde senkronizasyonun da belirli bir koşul ve sistem altında bağlanması gerekir. Bu koşul güven şartıdır. Güven şartı dipollerin parçacığın "M" numaralı dipole varmadan kaç dipol öncesinde açılacağını da bir ölçüsüdür. Bu dipollerin açılıp kapanma süreleri ve döngüleri tablo-1 ile belirtilen sistemi takip eder. Güven sabiti, demetin dipollerden geçerken yüzde bir veya altında bir hata ile nominal manyetik alanı görmesini sağlar. Bu yaklaşık 5σ sapmanın hata karşılığıdır. Bu şartın matematiksel ifadesi güven sabitidir. Sembolü η olarak seçilmiş olup basit bir RL devresinden oluşan dipol mıknatısı için bu sabit denklem (3.1) ile belirtilir.

$$\eta = \frac{1}{10\tau} \quad (3.1)$$

olarak seçilebilir ($\approx 10\sigma$). Güven sabiti $\frac{1}{10\tau_{on-off}}$ olan bir sistem için dipollerin açılıp kapanma döngüsü takip eder. RLC Devreleri için güven sabiti tepe değerin etrafında %0.1'lik değişim için denklem (3.2) ifadesidir.

$$|I(t + \Delta t) - I(t)| = B|\eta|$$

$$|B\sin(\omega_0 t + \omega_0 \Delta t) - B\sin(\omega_0 t)| = B|\eta|$$

$$2 \cos\left(\omega_0 t + \frac{\omega_0 \Delta t}{2}\right) \sin\left(\frac{\omega_0 \Delta t}{2}\right) = |\eta|$$

$$\eta = \frac{0,184}{t_{DD}} \approx \frac{1}{5t_{DD}}$$

RLC Devreler Yaklaşımı

Her zaman uygun değerli dipol mıknatısların yapılması RL devrelerle mümkün değildir. Dolayısıyla saf indüktans rezistans devrelerini takip ederek zaman sabitinin yarattığı engellerin arkasında kalmamak için RLC devrelerin osilasyon periyotlarından faydalanarak açılıp kapanma döngülerini RL devrelerinin el verdiği sürenin altına indirmek oldukça mümkündür. Akım değeri, açılma frekansı ve periyodu; dolayısıyla açılıp kapanma döngüleri sönüm katsayısı düşük bir osilatör için denklem (4) şeklini alır.

$$I(t) = e^{-\alpha t} [B\sin(\omega_0 t)] \quad (4)$$

Bu durumda periyot ve açılma frekans denklem (5) ve (6) da belirtildiği gibi olur.

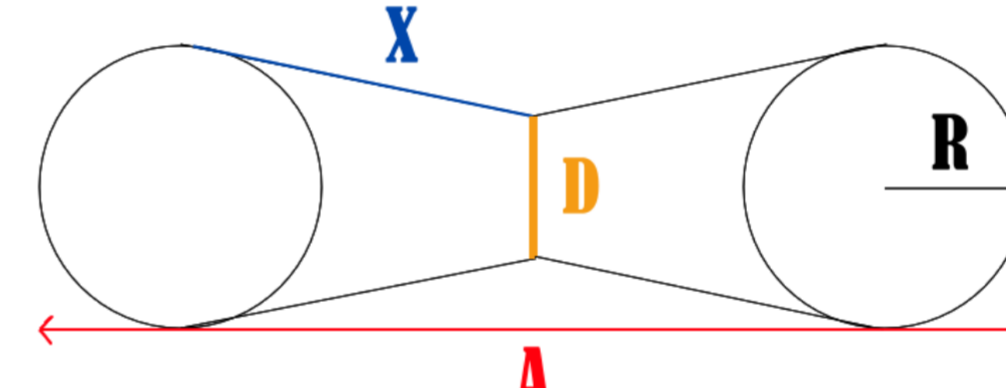
$$\omega \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (5)$$

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (6)$$

Akım değerlerindeki negatif alternansın ters manyetik alan üretmemesi adına T/2 anında akım kesilir ve bir sonraki döngüye kadar kapalı kalır ve tekrardan diğer döngüye pozitif alternansla başlar ve T/2 anında 0 değerini alır. Bu durumda akımı ifade eden yeni fonksiyonun ifadesi denklem (7)'deki gibi ve grafiği şekil-3 deki gibidir.

$$I(t) = e^{-\alpha t} [B\sin(\omega_0 t)] \quad t < T/2 \quad (7.1)$$

$$I(t) = 0 \quad t \geq T/2 \quad (7.2)$$



Şekil-5 Reaktör ve hızlandırıcı şeması

Reaktör ve Yakıt Seçimi

Pik reaksiyon tesir kesiti D-D reaksiyonuna göre daha küçük enerjilerde ortaya çıkan D-T reaksiyonu seçilmiştir. Kütle merkezi enerjisi olarak 60 keV'de yaklaşık 5 barnlık tepe değerine ulaşmaktadır. Bu değer Lineer bir hızlandırıcı da bile ulaşılabilir kadar küçük değerlerdedir. Dolayısıyla trityum eldesinin zorluğuna rağmen D-T reaksiyonu seçilmiştir.

Reaktör tipi olarak lineer reaktörlerin seçilmesinin en büyük sebebi nötron hasarından olabildiğince kaçınmaktır. Aynı zamanda reaksiyonun "Impact Region" olarak adlandırılan kısmın bir reaktörün tamamı olmak yerine ufak bir bölge de toplanması reaktörden enerji eldesinin daha yönetilebilir hale gelmesini sağlamaktadır. Reaktörün hızlandırıcılarla olan bağlantısı Şekil-5'te gösterildiği gibidir. X bağlantı mesafesinin uzunluğu denklem (9) ile ifade edilir.

$$X = \sqrt{(2R - D)^2 + \left(\frac{5}{2R^2}\right)} \quad (9)$$

Döteryum demetinin her iki hızlandırıcı için de takip edeceği yollar Şekil-6'da verildiği gibi 1-2-3 ve 4-5-6 yollarıdır. Bu yön seçimi tamamen reaktörün üstünden ya da altından trityum ya da döteryumun gönderileceğine dayanarak yapılır. Şuan ki seçimde döteryum reaktörün alt kısmından trityum ise üst kısmından enjekte edilmektedir.

Q Değeri

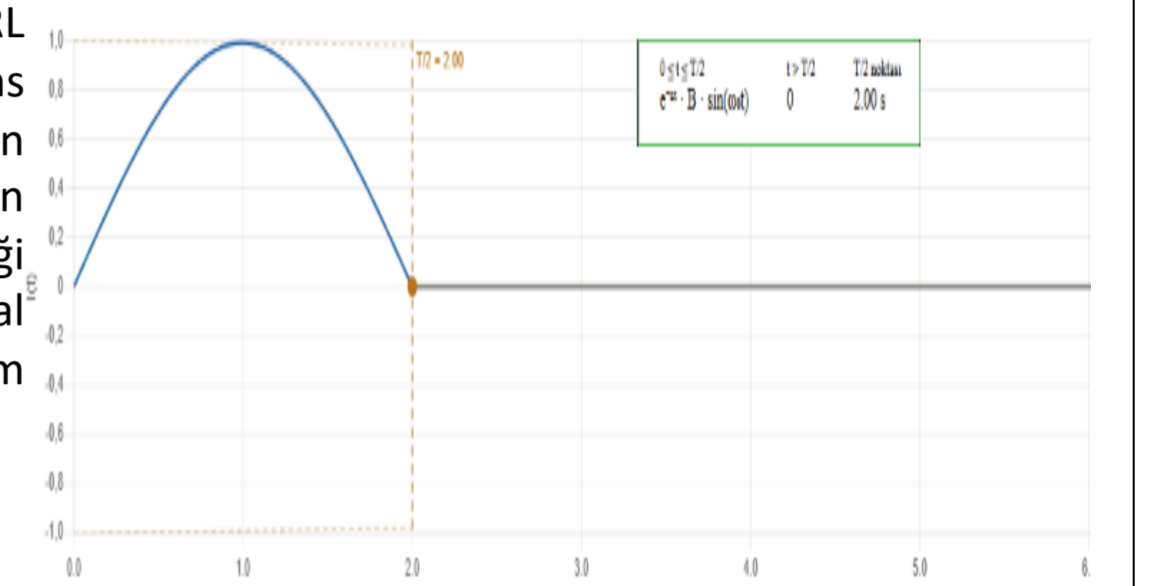
Tablo-2 de verilen değerlerle hesaplanan Q değeri $5,07 \times 10^{-5}$ çıkmaktadır. Bu değer herhangi bir enerji çıktısı oluşturmak için son derece küçüktür.

Sonuçlar

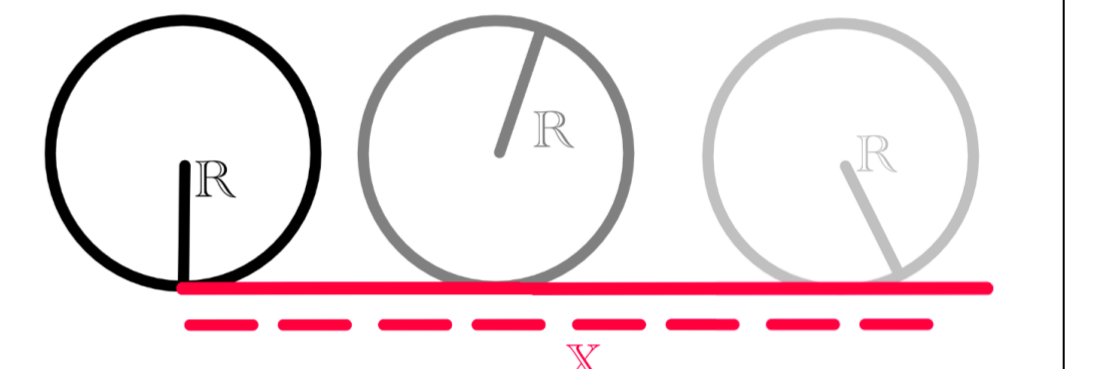
Elektronik devreler için yüksek güç dayanımlı devre elemanları kullanılmalıdır. Halka ebatları büyüdükçe zaman sabiti gibi kısıtlamalar kaybolmaya başlar. Pulsed sistemin oluşturduğu voltaj değişimleri nedeniyle sürücü ve kontrol devrelerinin birbirinden izole edilmesi şarttır. Kapasitörlerin darbe dayanımlı olarak seçilmesi gerekmektedir. Hava çekirdekli dipol seçimi manyetik difüzyon ve histerezis kayıplarını ortadan kaldırmaktadır. $Q \geq 1$ için demet yoğunluğunun 10^{17} 'den 10^{19} m^{-3} 'e çıkarılması gerekmektedir; bu değer farklı deneysel süreçlerde yaklaşılabılır ama füzyon reaktöründe uygulanabilirliği belirsizdir. Daha güçlü odaklamanın sonucu olarak çarpışma için gerekli hassasiyetinin artırılması gerekir. Alternatif geometriler, üçgenel ve beşgenel, gerekli dipol sayısını azaltacaktır. Ancak dipol kayıpları azaltılsa da odaklama kayıpları tek başına Q'yu 10^{-3} - 10^{-4} düzeyine düşürecektir. Dolayısıyla dört kutuplu mıknatısların enerji tüketiminin düşürülmesi Q değerinde kayda değer bir sıçrama yaratacaktır.

KAYNAKÇA

- [1] Bryant, P. J., & Johnsen, K. (1993). The principles of circular accelerators and storage rings. Cambridge University Press.
- [2] Edwards, D. A., & Syphers, M. J. (1993). An introduction to the physics of high energy accelerators. Wiley.
- [3] Purcell, E. M., & Morin, D. J. (2013). Electricity and magnetism (3rd ed.). Cambridge University Press.



Şekil-3 Akımın RLC sistemindeki grafiği



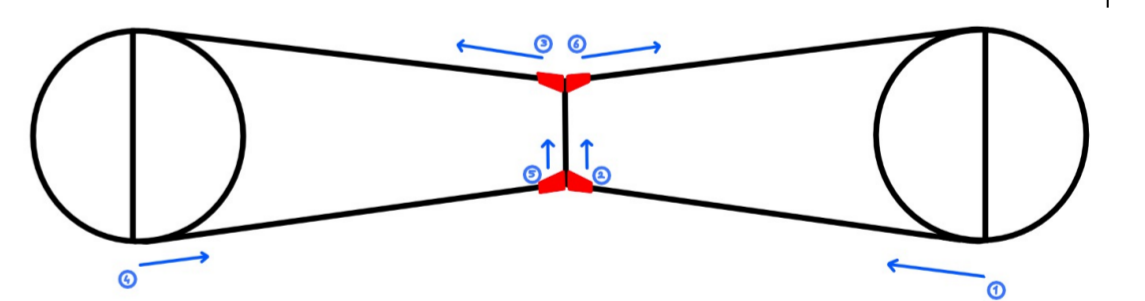
Şekil-4 Lineerleştirilmeye dair görsel

Lineerleştirilmiş Yol

Parçacığın aldığı yolun standart bir şekilde halka üzerinden ifade etmek her tur değişen momentum ve enerji değerlerinde parçacığın konumunu takip etmeyi zorlaştırmaktadır. Dolayısıyla parçacığın takip ettiği yolun lineerleştirilmiş hali tıpkı yuvarlanan bir diskin yolunun (bknz. Şekil-4) lineerleştirildiği gibi lineerleştirilerek bir ifade elde edilebilir. Turlara bağlı konum denklemini denklem (8) de verildiği gibidir.

$$x(T, t) = x_0 + \sqrt{\frac{E}{m}} \times M^T t \quad (8)$$

Burada x₀ parçacığın ilk konumu, E parçacığın o anki enerjisi, m parçacığın kütlesi, T içerisinde bulunduğu tur ve t de zamandır.



Şekil-6 Döteryum demetinin izleyebileceği yollar ve saptırıcı dipoller

Parametre	Sembol	Değer
Hızlandırıcı yarıçapı	R (m)	200,00
Boru (aperture) yarıçapı	r (m)	0,30
Bağlantı Mesafesi	X (m)	509,901
Reaktör Uzunluğu	D (m)	200,00
Toplam çevre	C (m)	1256,63
Dipol sayısı	N	80 adet
Dipol uzunluğu	l (m)	1,00
Dipol gap (açıklık)	g (m)	0,60
Sarımsı sayısı	Ns	5 sarımsı
Quadrupol Miknatıs Sayısı	Γ	164 adet
RF kavite sayısı	Φ	2 adet
Güven Sabiti	η	1/10e-1/8T

Tablo-2 Seçilen kurgusal değerleri gösteren tablo

RADYASYON DEDEKTÖRLERİ: ÇALIŞMA PRENSİPLERİ VE KULLANIM ŞEKİLLERİ

Elif TOMRUK 21022073

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Yaşar KARABUL

ÖZET

Radyasyon dedektörleri, iyonlaştırıcı radyasyonun madde ile etkileşiminden doğan enerjiyi ölçülebilir bir elektriksel sinyale dönüştüren cihazlardır. Bu çalışmada gazlı, sintilasyon ve yarıiletken dedektörler ile dozimetri sistemleri; fiziksel çalışma prensipleri ve kullanım şekilleri ekseninde sistematik olarak incelenmiştir. Tüm dedektör ailelerinin ortak mekanizması, soğurulan enerjinin iyonlaşma veya uyarılma yoluyla sinyale çevrilmesidir. Bir yük çifti oluşturmak için harcanan ortalama enerji (W değeri) dedektör ailelerini ayıran en belirleyici parametre olup gaz ortamlarında ~25–35 eV, silisyumda ~3,62 eV ve germanyumda ~2,96 eV düzeyindedir; bu fark yarıiletken dedektörlerin üstün enerji ayırma gücünü doğrudan açıklar. Çalışmada ayrıca tıp, nükleer enerji, endüstri, çevre izleme ve güvenlik alanlarındaki uygulamalar ele alınmaktadır.



RADYASYON DEDEKTÖRLERİ

İyonlaştırıcı radyasyonun tıp, enerji ve endüstrideki güvenli kullanımı doğru ölçülmesine bağlıdır. Radyasyon dedektörleri, ortama bırakılan enerjiyi iyonlaşma veya uyarılma yoluyla algılayıp ölçülebilir bir elektriksel sinyale dönüştürür. Doğrudan iyonlaştırıcı yüklü parçacıklar ile dolaylı iyonlaştırıcı foton ve nötronlar farklı mekanizmalarla ölçülür; pratik iyonlaşma eşiği ~10 eV'tur. Dedektörler akım modunda (doz hızı) veya darbe modunda (tek olay / spektroskopisi) çalışır.

RADYASYON - MADDE ETKİLEŞİMİ

Fotonlar madde içinde üç temel mekanizmayla etkileşir: düşük enerjide fotoelektrik olay, orta enerjide Compton saçılması ve 1,022 MeV üzerinde çift oluşumu. Foton demetinin şiddeti kalınlıkla üstel azalır; yarı değer kalınlığı (HVL) şiddeti yarıya indirir. Yüklü parçacıklar Coulomb etkileşimleriyle sonlu bir menzilde durdurulurken, yüksüz nötronlar ancak çekirdek tepkimeleriyle ($^{10}\text{B}(n,\alpha)$, $^3\text{He}(n,p)$) dolaylı olarak algılanır.

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

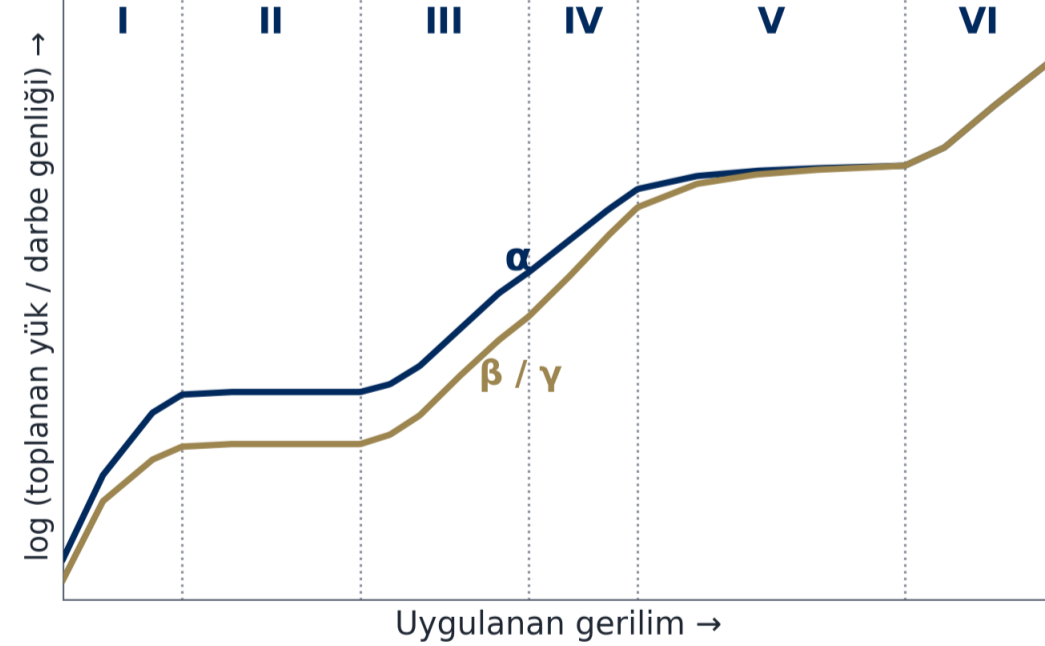
$$2 m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$$

Mekanizma	Enerji/Z bağımlılığı	Baskın bölge
Fotoelektrik	$\propto Z^4/E^3$	Düşük E, yüksek Z
Compton	$\propto Z$	0,1 – 1 MeV
Çift oluşumu	$\propto Z^2$	E > 1,022 MeV

Tablo 1. Fotonların madde ile etkileşim mekanizmaları

GAZLI DEDEKTÖRLER

Gaz hacminde oluşan iyon çiftleri, elektrik alanı altında elektrotlarda toplanır; bir yük çifti için $W \approx 25-35$ eV gerekir. Toplanan yük uygulanan gerilime güçlü biçimde bağlıdır (Şekil 1). İyon odaları doz hızı ölçümünde; orantılı sayaçlar enerji spektroskopisi ve nötron sayımında; Geiger-Müller sayaçları ise basit, duyarlı ve ucuz sayım uygulamalarında kullanılır.



Şekil 1. Gazlı dedektörde uygulanan gerilime göre çalışma bölgeleri: I Rekombinasyon, II İyon odası, III Orantılı, IV Sınırlı orantı, V Geiger-Müller, VI Sürekli boşalma.

$$I = \frac{AeE}{W}$$

$$M \approx 10^2 - 10^6$$

SİNTİLASYON DEDEKTÖRLERİ

Sintilatörde soğurulan enerji önce görünür ışığa, ardından foto çoğaltıcı tüp (PMT) veya SiPM ile elektriksel sinyale dönüşür. İnorganik kristaller (NaI(Tl), CsI(Tl), LaBr₃:Ce) yüksek ışık verimiyle gama spektroskopisinde; organik sintilatörler hızlı zamanlama ve nötron/gama ayırımında tercih edilir. NaI(Tl) ~38 foton/keV ışık verir; LaBr₃:Ce %2–3 FWHM ile yüksek çözünürlük sunar.

$$L = S \cdot E$$

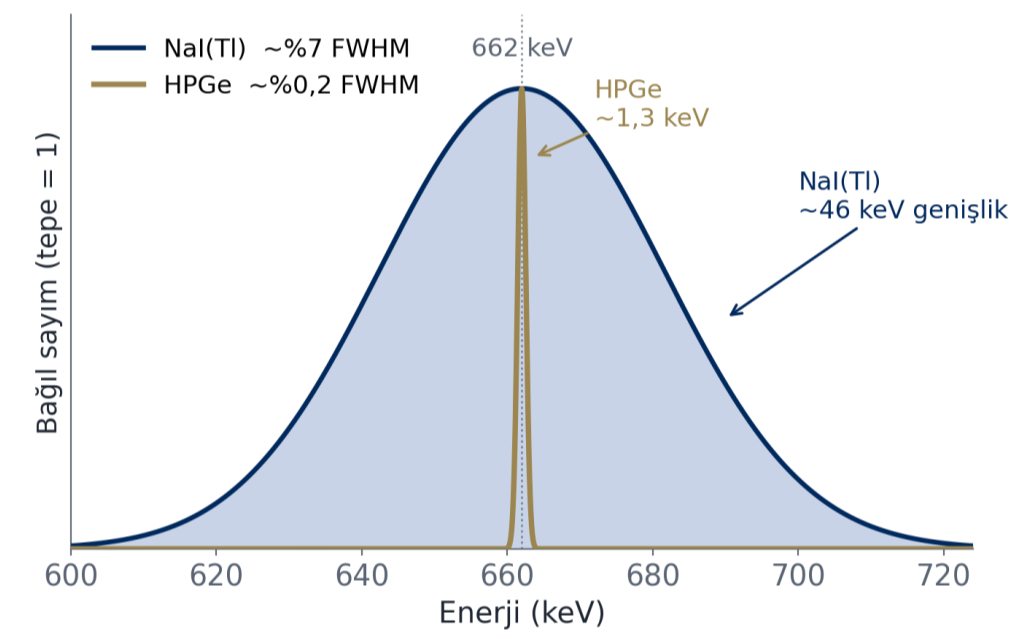
$$G = \delta^n$$

YARIİLETKEN DEDEKTÖRLER

Yarıiletken dedektörler ters polarmalı bir p-n eklemi olarak çalışır; tüketim bölgesine giren radyasyon elektron-boşluk çiftleri oluşturur ve toplanan yük sinyale dönüşür. Çift oluşturma enerjisi gaz dedektörlerinden çok küçüktür (Si: $\epsilon \approx 3,62$ eV, Ge: $\epsilon \approx 2,96$ eV); daha fazla taşıyıcı ve düşük Fano faktörü üstün çözünürlük demektir. Yüksek saflıklı germanyum (HPGe), NaI(Tl)'ye göre onlarca kat keskin pikler verir (Şekil 2) ama kriyojenik soğutma (77 K) gerektirir.

$$\bar{N} = \frac{E}{\epsilon}$$

$$\Delta E_{Fano} = 2,355 \sqrt{F \epsilon E}$$



Şekil 2. ^{137}Cs 'nin 662 keV gama pikinde NaI(Tl) ile HPGe enerji çözünürlüğünün karşılaştırması.

Aile	W / ϵ	Çözünürlük
Gazlı	25–35 eV	Orta
Sintilasyon	~38 fot/keV	%6–8
Yarıiletken	3,62 / 2,96 eV	Çok yüksek

Tablo 2. Dedektör ailelerinin karşılaştırması

DOZİMETRİ

Dozimetri, soğurulan ve etkin dozu ölçerek radyasyondan korunmayı sağlar. Pasif sistemler (TLD, OSL, film) dozu biriktirip sonradan okurken; aktif elektronik kişisel dozimetreler (EPD) anlık doz ve doz hızı gösterir. Temel büyüklükler aktivite (Bq), soğurulan doz (Gy), eşdeğer ve etkin doz (Sv).

$$A = \lambda N \quad D = \frac{dE}{dm}$$

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R} \quad E = \sum_T W_T H_T$$

RADYASYONDAN KORUNMA

Korunmanın üç temel ilkesi süre, mesafe ve zırhlamadır; tüm uygulamalar ALARA ilkesine dayanır. Gama zırhlamasında foton şiddeti üstel azalır; saçılan fotonların katkısı birikim (buildup) faktörü B ile, malzemeden bağımsız karşılaştırma ise kütle zayıflama katsayısı μ/ρ ile yapılır.

$$I = B I_0 e^{-\mu x}$$

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \text{ (cm}^2/\text{g)}$$

UYGULAMA ALANLARI

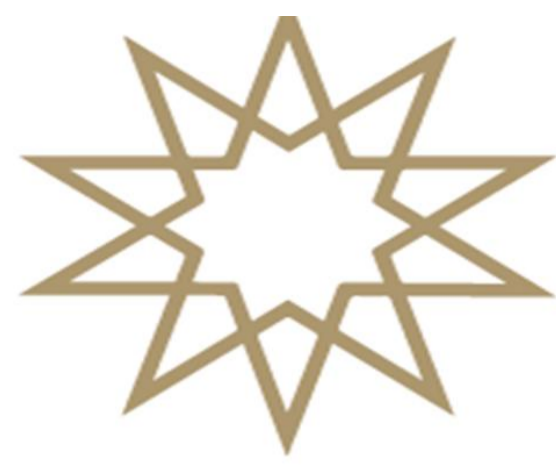
Tıpta tanısal görüntüleme (BT, SPECT, PET) ve radyoterapi dozimetrisinde; nükleer santrallerde (ör. Akkuyu NGS) reaktör izleme ve güvenlikte; endüstride tahribatsız muayene, kalınlık ve seviye ölçümünde; çevre izleme ağları (RESA/RADISA) ve sınır kapılarında nükleer güvenlik denetiminde yaygın kullanılır.

SONUÇ

Tüm aileler ortak prensibe dayansa da performansı, bir yük/ışık çifti üretmek için gereken enerji belirler. Dedektör seçimi; radyasyon türü, enerji aralığı, gereken çözünürlük ve çalışma koşullarına göre yapılır; en yüksek çözünürlük yarıiletkenlerde elde edilir. Gelecekte oda sıcaklığında çalışan CdZnTe (CZT) ve perovskit malzemeler öne çıkmaktadır.

KAYNAKÇA

- [1] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 4. baskı, Wiley, 2010.
- [2] N. Tsoulfanidis, S. Landsberger, Measurement and Detection of Radiation, 4. baskı, CRC Press, 2015.
- [3] ICRP, "2007 Recommendations of the ICRP", ICRP Publication 103, 2007.
- [4] IAEA, International Basic Safety Standards, GSR Part 3, Viyana, 2014.



2025-2026 Bahar Yarıyılı Fizik BÖLÜMÜ

GNSS GÖZLEMLERİNDEN TEC VE foF2 PARAMETRELERİNİN TAHMİNİ

Alparslan YILDIZ 21022032

Danışman: Doç. Dr. Zehra CAN

ÖZET

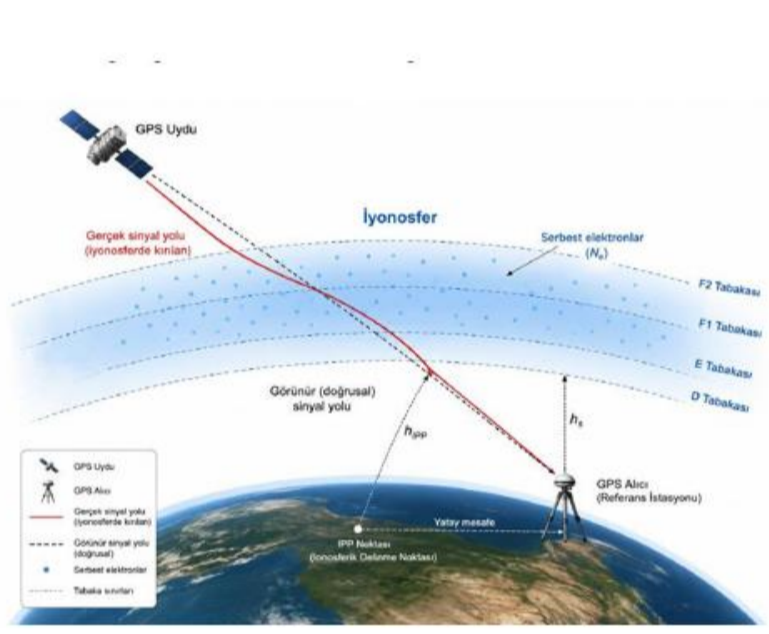
Bu çalışmada çift frekanslı GPS(Global Positioning System / Küresel Konumlama Sistemi) gözlemlerinden iyonosferik Eğik Toplam Elektron İçeriği (STEC) hesaplanmış; eşleme fonksiyonu aracılığıyla Düşey TEC'e (VTEC) dönüştürülmüş ve F2 tabakası kritik frekansı (foF2) tahmin edilmiştir. STEC→VTEC dönüşümü için Tek Katmanlı (SLM), Çift Katmanlı (DLM) ve Genişletilmiş (ESM) modeller; foF2 kestirimi için etkili kalınlık ve Kalman filtresi yaklaşımları karşılaştırmalı olarak uygulanmıştır. IGS ağından alınan RINEX 3.x verileri (MAT100ITA, İtalya) üzerinde VTEC gündüz 15–30 TECU, gece ≈5 TECU bulunmuş; Kalman filtresi gürlütlülük koşullarında etkili kalınlığa kıyasla daha düşük foF2 RMSE'si üretmiş ve iyonosonda referansıyla yüksek uyum sağlamıştır.

GİRİŞ

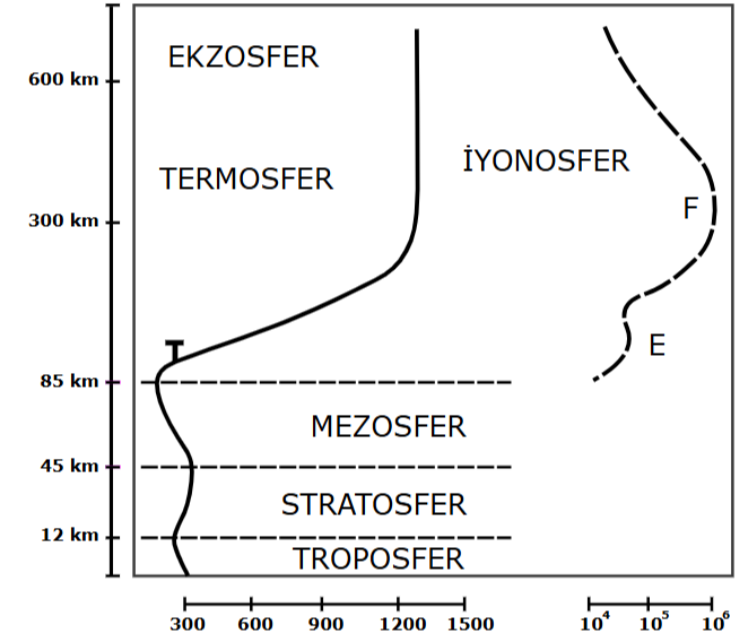
Küresel Navigasyon Uydu Sistemleri (GNSS), günümüzde konumlama, zamanlama ve atmosfer izleme gibi kritik uygulamalarda temel altyapı görevi üstlenmektedir. Atmosferin iyonlaşmış üst tabakası olan iyonosfer, GNSS sinyallerini yavaşlatan ve kıran temel hata kaynaklarından birini oluşturmaktadır. Uydu ile alıcı arasındaki Toplam Elektron İçeriği (TEC), iyonosferik etkilerin doğru biçimde modellenmesinde kritik öneme sahiptir. TEC değerinin bilinmesi, iyonosferik modellemenin yanı sıra radyo dalgalarının yayılım hatalarının belirlenmesine ve güneş fırtınaları gibi uzay hava olaylarının tahmin edilmesine de olanak tanımaktadır.

İYONOSFER & GPS SİNYALİ

İyonosfer (≈60–1000 km), GNSS sinyallerini yavaşlatıp kıran kısmen iyonlaşmış bir plazmadır. Elektron yoğunluğunun zirveye ulaştığı F2 bölgesi bulunur, GNSS sinyallerinin iyonosferde uğradığı gecikmenin büyük bölümünden sorumludur. Birinci mertebeli gecikme, frekansın karesiyle ters orantılı ve toplam elektron içeriği (TEC) ile doğrudan ilişkilidir.



Şekil 1: GPS sinyalinin iyonosfer katmanlarından geçişi, IPP ve hata kaynakları.



Şekil 2: İyonosfer katmanları ve elektron yoğunluğu profili.

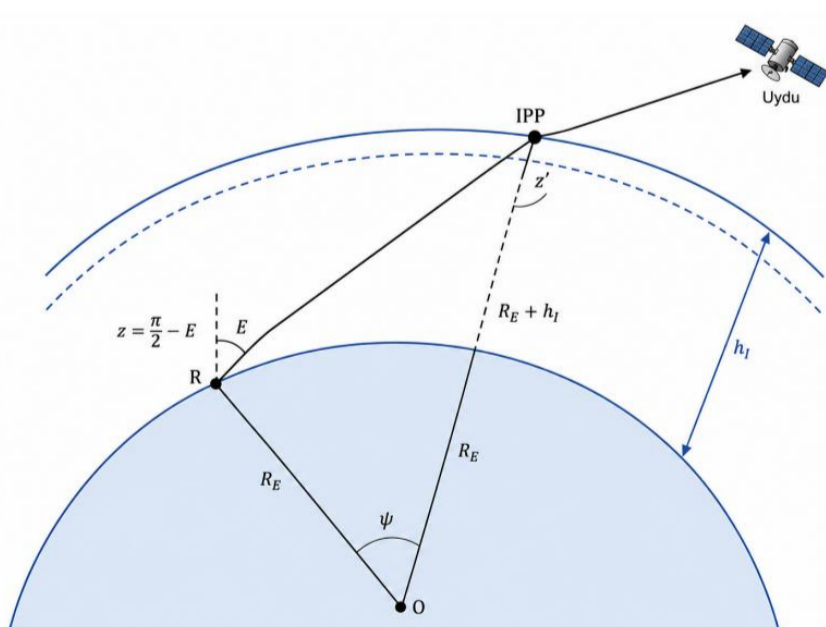
Burada Ne(s), s sinyal yolu boyunca [el/m³] cinsinden elektron yoğunluğunu ifade etmekte; TEC ise genellikle TECU (1 TECU = 10¹⁶ el/m²) birimiyle ölçülmektedir. Delta I denkleminde iyonosferik faz gecikmesi (negatif işaretli) ve grup gecikmesi (pozitif işaretli) sırasıyla ifade edilmektedir.

$$TEC = \int_{\text{alıcı}}^{\text{uydu}} N_e(s) ds$$

$$\Delta I = 1 + \frac{-40.3 TEC}{f^2}$$

IPP & STEC HESABI

İyonosfer, yeryüzünden h_l kadar yukarıda bulunan, kalınlığı ihmal edilebilir küresel bir tabaka olarak modellenir. Uydudan alıcıya uzanan sinyal doğrusunun bu kabuğu deldiği nokta, iyonosferik delme noktası (IPP, Ionospheric Pierce Point) olarak adlandırılmaktadır.



Şekil 3: IPP geometrisi — RE, hI, E, z' açıları

L1/L2 kod ölçülerinin geometri-serbest kombinasyonundan STEC(Eğik TEC) elde edilir; DCB (Differential Coe Bias, Diferansiyel Kod Yanlılığı), IGS (International GNSS Service) ürünleriyle düzeltilir:

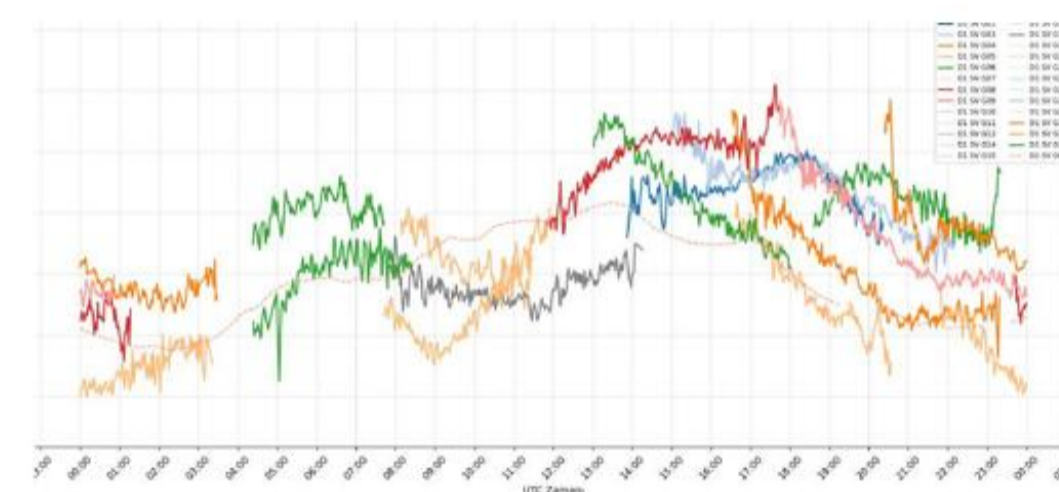
$$STEC_P = \frac{f_1^2 f_2^2}{40,3 (f_1^2 - f_2^2)} (P_2 - P_1) - DCB$$

STEC, bölgesel ya da küresel harita uygulamaları için düşeye eşdeğeri olan VTEC'e (Vertical Total Electron Content) dönüştürülmelidir. Bu dönüşüm, IPP tanımlanan bir eşleme fonksiyonu aracılığıyla gerçekleştirilmektedir. STEC - VTEC dönüşümü bize farklı açılardaki uydu konumlarını tek noktada kıyaslama imkanı sağlama, geometrik bağımlılığı ortadan kaldırma ve verileri standartlaştırma imkanı vermektedir.

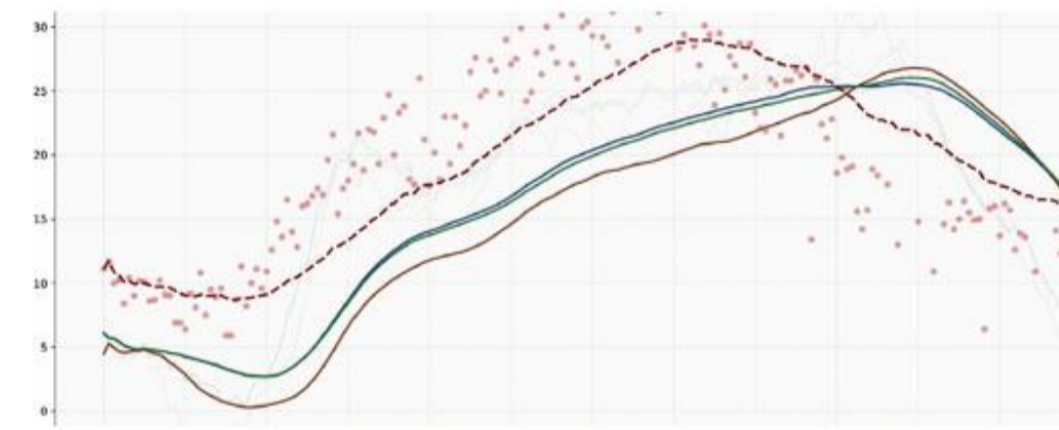
$$VTEC = STEC \cdot \cos z' = STEC \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{R_E}{R_E + h_I}\right)^2 \cos^2 E}$$

STEC -> VTEC DÖNÜŞÜMÜ

Eğik STEC, eşleme fonksiyonu ile düşey eşdeğeri VTEC'e dönüştürülür. Üç model karşılaştırılmıştır: SLM (sabit 450 km), DLM (iki katman), ESM (değişken kabuk).



Şekil 4: Seçilen uydu-alıcı çiftlerine ait STEC zaman serileri (TECU).



Şekil 5: SLM/DLM/ESM ile VTEC zaman serileri (TECU).

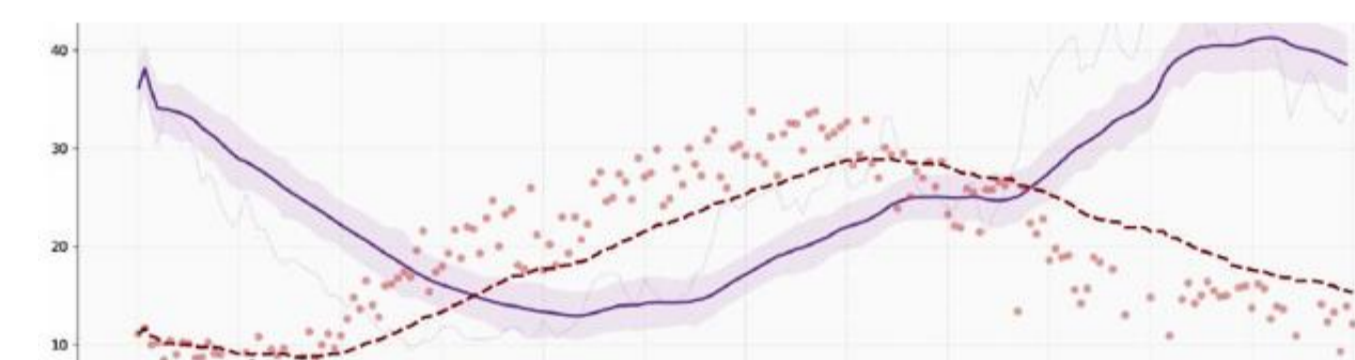
Sıra	Model	RMSE	R	MAE
1	SLM	4,64	0,91	4,39
2	ESM	4,89	0,90	4,65
3	DLM	6,49	0,85	6,15
4	Tomografi-SART	13,14	-0,15	10,49

Tablo 1: VTEC tahmin modelleri performansı (TECU).

Yüksek elevasyonda üç model yakınsar; düşük elevasyonda farklar açılır ve DLM daha düşük doruk üretir.

İYONOSFERİK TOMOGRAFİ

Çok yönlü STEC gözlemleri ters problem (y=Ax+ε) olarak çözümlenerek 2B elektron yoğunluğu dağılımı oluşturulur; bilinmeyen sayısının denklem sayısından fazla olduğu doğrusal denklem sistemi Tikhonov (MART/SART) ile kararlaştırılır.



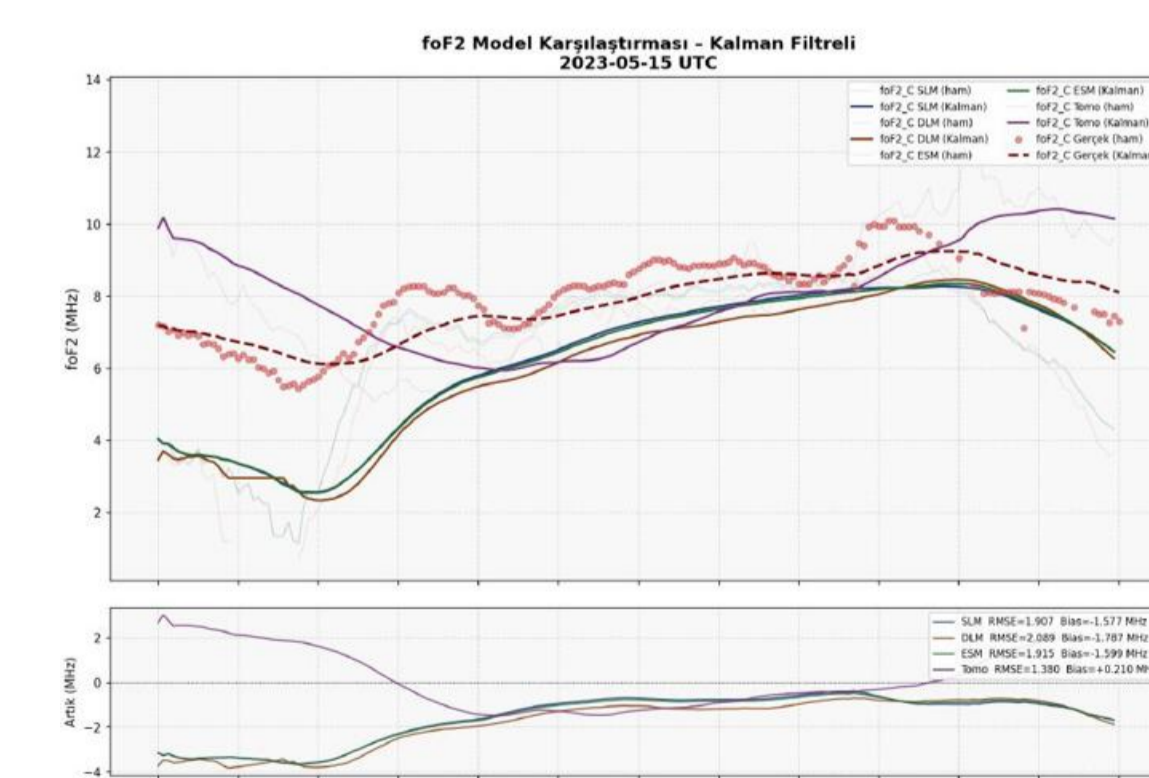
Şekil 6: Tomografik / Kalman güncelleme kesiti.

VTEC->foF2 DÖNÜŞÜMÜ

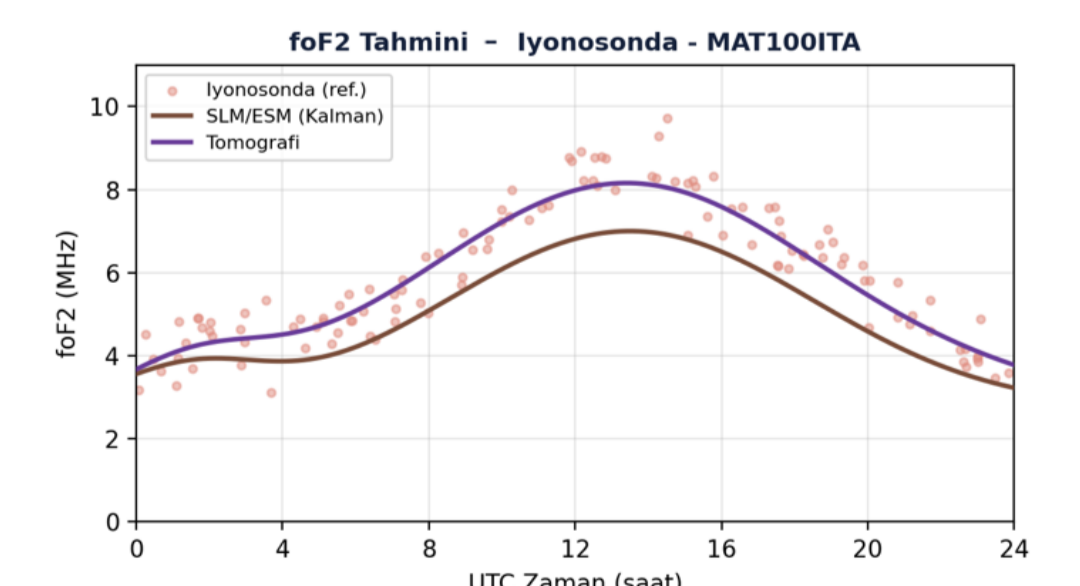
VTEC ile NmF2 arasında köprü kuran değişken, etkili (eşdeğer) kalınlık τ'dur. foF2, F2 tabakası tepe yoğunluğu NmF2 ile belirlenir. Vtec GPS verisinden NmF2 iyonosondadan elde edilir. İki farklı ölçüm sistemi ile belirlenir, biri yer tabanlı diğeri uydu tabanlı tau yer ve uydu tabanlı iki farklı sistemden elde edilir.

$$\tau = \frac{VTEC}{N_m F2} \quad f_o F2 \approx 9 \sqrt{N_m F2} \quad [\text{MHz}]$$

$$f_o F2 = \sqrt{80,6 \cdot \frac{VTEC}{\tau}}$$



Şekil 7: GPS/VTEC'ten foF2 tahmini ve iyonosonda (15 Mayıs 2023).



Şekil 8: Tahmini foF2 ve iyonosonda verisi karşılaştırma.

Tahmini foF2, iyonosondadan ölçülen foF2 ile aynı günlük seyri (gece düşük, gündüz yüksek) izler; ancak modeller kritik frekans genellikle ölçümün biraz altında tahmin eder. Uyum gündüz saatlerinde en iyi, gece ise en zayıftır. Model tahminleri, foF2 parametresinin günlük değişim seyrini yüksek doğrulukla yeniden üretmekte; gözlemlenen yükseliş ve azalış eğilimleriyle güçlü bir uyum sergilemektedir.

KAYNAKÇA

- [1] Wijaya, D. D., Haralambous, H., Oikonomou, C. & Kuntjoro, W. (2017). Determination of the ionospheric foF2 using a stand-alone GPS receiver. Journal of Geodesy, 91(10), 1117–1133.
- [2] Komjathy, A. (1997). Global Ionospheric Total Electron Content Mapping Using the GPS. Ph.D. Dissertation, Tech. Report No. 188, University of New Brunswick, Canada.
- [3] Pignatelli, A. et al. (2022). The ionospheric equivalent slab thickness: A review supported by a global climatological study over two solar cycles. Space Science Reviews, 218, 37.
- [4] Hoque, M. M. et al. (2025). Multi-layer ionosphere mapping function for ground and LEO GNSS data and its performance analysis. Satellite Navigation, 6, 33.



**UNSUPERVISED ANOMALY DETECTION IN JET PHYSICS: A
COMPARATIVE STUDY OF DENSE, CNN, AND GNN ARCHITECTURES**

Kuzey EKİNCİ - 22022003

Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

Abstract

The search for physics beyond the Standard Model at the Large Hadron Collider is complicated by the fact that the form of any new signal is unknown in advance. An unsupervised approach avoids committing to a signal hypothesis by training only on the known background and flagging anything that differs from it. In this study we train autoencoders only on Standard Model background jets and treat the per-jet reconstruction error as the anomaly score, with boosted hadronic top quark jets used as an anomaly signal. Four autoencoder architectures are compared under a common training protocol: a dense network, a one-dimensional convolutional network on pT-sorted constituents, a two-dimensional convolutional network on jet images, and a graph neural network on the particle cloud. The image-based network gives the strongest signal-background separation and the graph network the weakest, but a permutation experiment that randomizes constituent order reveals that the dense and one-dimensional convolutional networks rely heavily on the pT-ordering convention; the latter collapses to below-random performance, while the image-based and graph networks are unaffected by construction. Raw performance against a single signal hypothesis can therefore misrepresent how well an unsupervised method generalizes to genuinely unknown new physics.

Introduction

The Standard Model is highly successful but incomplete: it does not account for dark matter or the matter-antimatter asymmetry of the universe, so new physics is expected. Its form is unknown, however, which motivates searches that do not commit to a specific signal in advance and instead look for anything anomalous in the data. Autoencoders trained only on background offer a natural way to do this, but they have so far been studied separately for each architecture choice, with no systematic comparison under a common protocol. The goal of this study is to fill that gap by comparing four fundamentally different autoencoder architectures on the same dataset, and to test whether their apparent performance survives the removal of the pT-ordering convention imposed in preprocessing.

Dataset

We use the Top Quark Tagging Reference Dataset [1], a public benchmark of simulated proton-proton collisions at 14 TeV. The background is QCD jets, which arise from ordinary strong-interaction processes and dominate at the LHC. The signal is boosted hadronic top quark jets, whose three-quark decay produces a distinctive three-prong substructure in η - ϕ space (see Figure 1). For each jet we keep the 20 highest-pT constituents and use their ($\log p_T$, η , ϕ , $\log E$) as input features.

Jet Images — 33×33

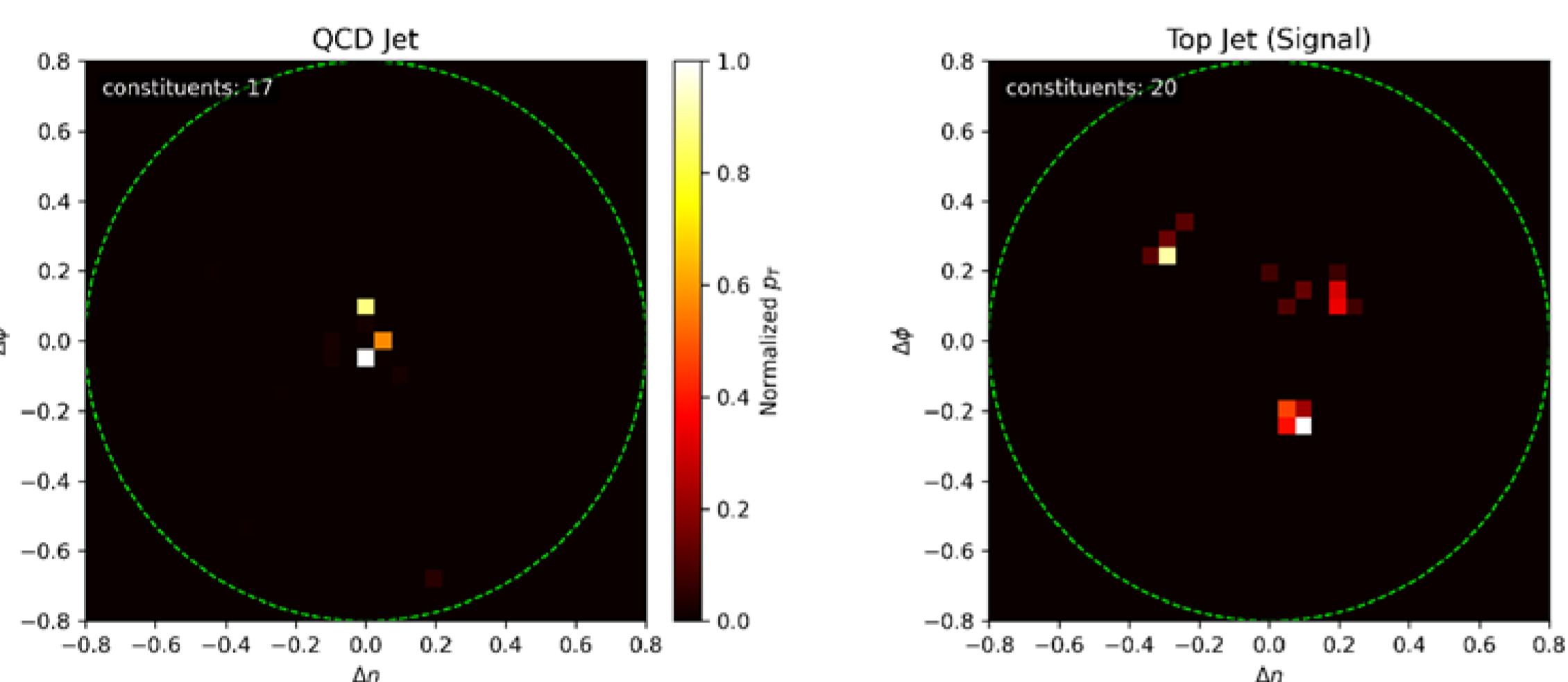


Figure 1. Representative QCD (left) and top quark (right) jets in η - ϕ space after per-image normalization.

Method

An autoencoder is a neural network that compresses its input through a narrow bottleneck and then reconstructs it. Trained only on QCD jets, it reproduces them accurately but fails on jets with different structure, producing the higher reconstruction error that flags them as anomalous. Four architectures are compared as fundamentally different ways of representing the same jet. The dense network flattens the constituents into a single vector and treats each input position independently. The one-dimensional convolutional network keeps the constituents as a pT-sorted sequence and applies local kernels along it, similar to how a 1D signal is processed. The two-dimensional convolutional network operates on the 33×33 η - ϕ jet image shown in Figure 1, applying spatial kernels as in standard image processing. The graph neural network treats the constituents as a point cloud in η - ϕ space, building edges between each particle and its k nearest neighbors and updating each node from its local geometric neighborhood. All four share the same training protocol and bottleneck sweep.

Evaluation Metrics

Each architecture is trained at six bottleneck sizes, $z \in \{4, 6, 8, 12, 16, 24\}$, so performance can be tracked as a function of how much compression the network must perform. The comparisons shown here are at $z=24$, where all four architectures reach or approach their peak performance. Three metrics are reported. The first is the separation in σ between the QCD and top reconstruction error distributions, measured in QCD standard deviations. The second is the area under the ROC curve, where 0.5 corresponds to random guessing and 1.0 to perfect classification. The third is the background rejection at signal efficiency 0.3, defined as the inverse of the QCD fraction passing the same threshold; a value of 20 means 19 out of 20 QCD jets are rejected when 30% of top jets are kept.

Anomaly Detection Mechanism

Because every autoencoder is trained only on QCD jets, it learns to reconstruct them with low error. Top quark jets, with their different three-prong substructure, fall outside the learned QCD distribution and are reconstructed poorly. The two populations therefore separate in reconstruction error, with QCD concentrated at low values and top jets shifted toward higher values. Figure 2 shows this separation for all four architectures at $z=24$. The QCD distributions are broad and asymmetric with a long high-error tail, reflecting the natural variety of QCD jet topologies. The top distributions are narrower and more sharply peaked, because top jets share the same stereotyped three-prong substructure and the network fails to reconstruct them in a similar way. The absolute reconstruction error scales differ across the four architectures because each one reconstructs a different object — particle features for the dense, 1D-CNN, and GNN, and pixel intensities for the 2D-CNN network — so only the within-plot gap between QCD and top is meaningful for comparison.

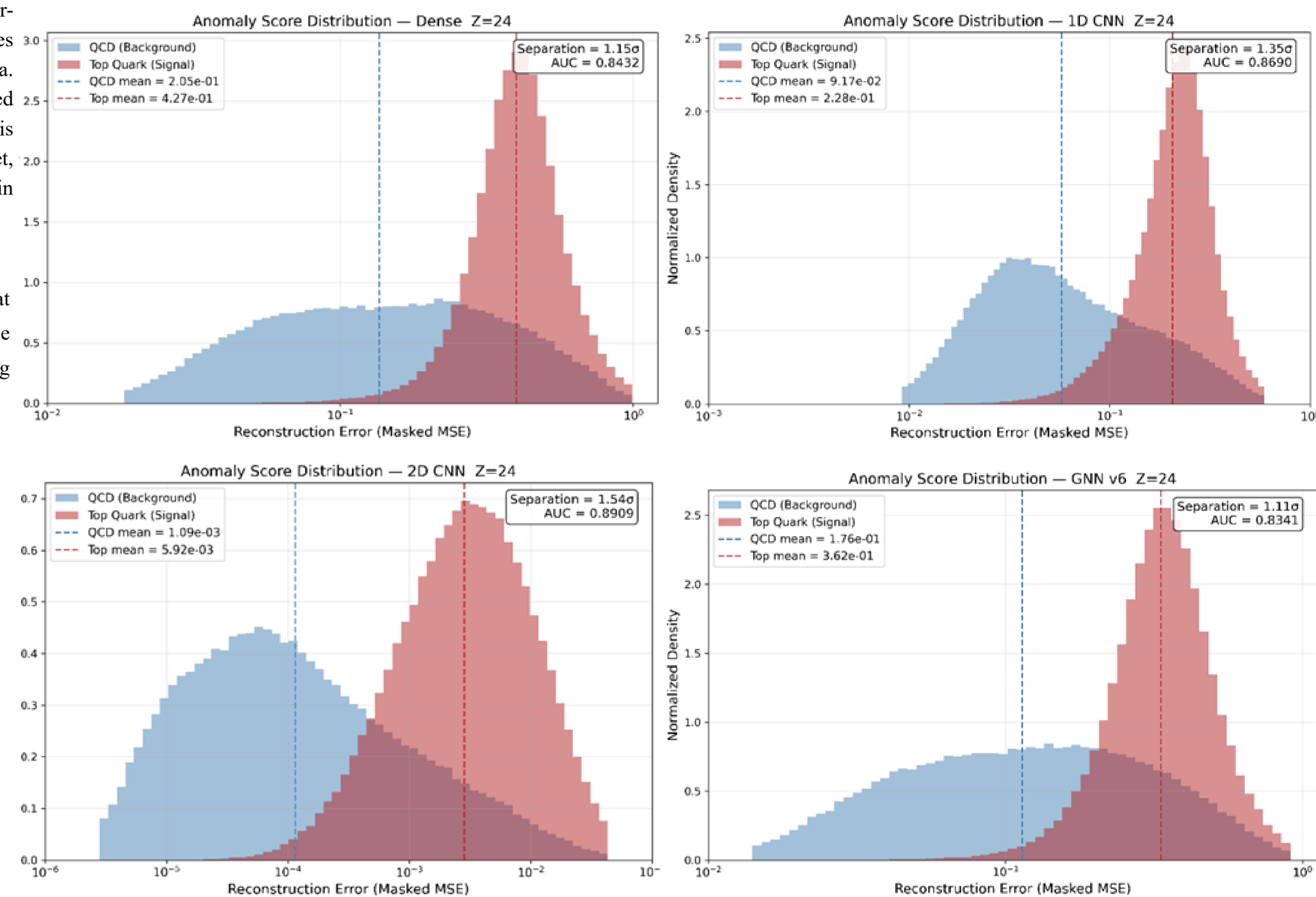


Figure 2. Reconstruction error distributions of QCD (blue) and top quark (red) jets for all four architectures at $z=24$, shown on a logarithmic scale.

Results

On the standard pT-sorted test set, all four architectures successfully separate QCD from top quark jets, confirming that reconstruction error works as an anomaly score regardless of input representation. The two-dimensional convolutional network achieves the strongest separation and the highest background rejection, followed by the one-dimensional convolutional network, the dense network, and the graph network, in that order. Under the permutation test, this ranking breaks down. The two-dimensional convolutional and graph networks are invariant by construction: pixel binning depends only on η - ϕ position, and the graph is built from k-nearest neighbors in η - ϕ space, so neither uses the input order. The dense and one-dimensional convolutional networks lose performance, with the latter collapsing to below-random AUC because its kernels keyed on the steep pT hierarchy of QCD and the score ordering inverts under shuffling. The full numerical results are reported in Table 1.

Table 1. Summary of results for all four architectures at $z=24$.

Architecture	AUC	Bkg. Rejection $\epsilon=0.3$	Shuffled AUC	Δ	Parameters	MFLOPs
Dense	0.843	10.6	0.698	-17.5%	17,848	0.034
1D-CNN	0.869	13.7	0.392	-54.9%	28,924	0.105
GNN	0.834	10.3	0.834	0.0%	38,696	4.069
2D-CNN	0.891	21.9	0.891	0.0%	1,905,370	17.210

Conclusions

No single architecture wins on every criterion. The two-dimensional convolutional network gives the strongest signal-background separation on the standard benchmark but is by far the most computationally expensive. The graph network gives the lowest separation but is, together with the image-based network, the only one robust to the pT-ordering convention. The dense and one-dimensional convolutional networks owe much of their apparent performance to that convention, with the one-dimensional convolutional network collapsing to below-random AUC when it is removed. For a model-agnostic search, the signal hypothesis is unknown by design. Architectures that are robust by construction could be more trustworthy than those that perform well on a single benchmark.

Several extensions are natural directions for further study. Testing the trained models on additional signals, particularly ones without the steep pT hierarchy of boosted top quark jets, would directly test how well each architecture generalizes beyond the specific benchmark used here; the permutation experiment already provides an indirect prediction for which models would fail. Incorporating infrared-collinear safety into the GNN would close part of the performance gap while preserving the architectural robustness that makes the GNN attractive in the first place. Finally, applying the framework to real collision data from CMS or ATLAS would represent the natural extension of this comparison toward a deployable BSM search tool.

References

- [1] G. Kasieczka, T. Plehn, J. Thompson, M. Russell, "Top Quark Tagging Reference Dataset," Zenodo, 2019. <https://doi.org/10.5281/zenodo.2603256>
- [2] M. Farina, Y. Nakai and D. Shih, "Searching for New Physics with Deep Autoencoders," Physical Review D, vol. 101, p. 075021, 2020.
- [3] K. Fraser, S. Homiller, R. K. Mishra, B. Ostidek and M. D. Schwartz, "Challenges for Unsupervised Anomaly Detection in Particle Physics," Journal of High Energy Physics, vol. 2022, p. 066, 2022.



ABSTRACT

This study presents a comparative GEANT4 Monte Carlo investigation of radiation-damage tendency in three candidate first-wall materials for D–T fusion reactors — tungsten (W), silicon carbide (SiC) and reduced-activation ferritic-martensitic steel (RAFM) — under 14.1 MeV neutron irradiation, using the QBBC high-precision neutron physics list. Instead of an absolute displacement-per-atom count, two proxy metrics evaluated at a 100 keV threshold are introduced: the threshold-above PKA fraction f and the mean threshold-above energy $\langle E \rangle$. In the bulk regime the materials rank consistently as SiC > RAFM > W. A thin-target boundary-crossing analysis (1 μm – 2 cm) shows that the ranking depends on target geometry and that thin-target damage cannot be reduced to a single scalar metric.

1 INTRODUCTION

The D–T reaction releases 17.6 MeV, ~80% carried by an electrically neutral 14.1 MeV neutron rather than the charged helium product. Being neutral, the neutron is not magnetically confined: it escapes and deposits its energy in the surrounding structure through nuclear interactions.



The first wall — the structural surface facing the burning plasma — degrades through four parallel mechanisms: atomic displacement, transmutation, activation and thermal loading. This work targets atomic displacement, comparing the relative damage tendency of W, SiC and RAFM at the level of individual atomic recoils.

2 THEORY

In an elastic collision the maximum energy a 14.1 MeV neutron transfers scales as $4A/(A+1)^2$: light nuclei recoil with far more energy than heavy ones. W is capped at a low elastic ceiling, while C and Si reach the MeV range; inelastic and (n, α) channels push the spectra higher. Damage is governed by high-energy primary knock-on atoms (PKAs) above a cascade-onset threshold (≈ 100 keV), not by total deposited energy.

Element	A (amu)	$E_{\text{PKA,max}}$
C	12.01	4.03 MeV
Si	28.09	1.89 MeV
Fe	55.85	0.98 MeV
W	183.84	0.306 MeV

3 MATERIALS & METHODS

Simulations use GEANT4 with the QBBC high-precision neutron physics list; each run launches 10^4 primary 14.1 MeV neutrons. Two proxy metrics are evaluated at a 100 keV threshold: f — fraction of recoils above threshold; $\langle E \rangle$ — mean energy of those recoils. Two regimes are studied: a bulk target (2 cm, all recoils stopped internally) and a thin-target boundary-crossing sweep (1 μm – 2 cm), tracking escape fraction f_{esc} and mean escape energy $\langle E_{\text{esc}} \rangle$.

Property	W	SiC	RAFM
Density (g/cm ³)	19.30	3.21	7.80
Mean mass (amu)	183.8	20.0	55.5
Dominant Z	74	14 / 6	26
Threshold E_d (eV)	≈ 90	20 / 35	≈ 40

4 VALIDATION

Tungsten reproduces the analytical elastic ceiling to within 0.55%; larger SiC and RAFM shifts are physical (inelastic, (n, α)).

W
0.306 \rightarrow 0.308 MeV
 $\Delta +0.55\%$

SiC
4.03 \rightarrow 7.98 MeV
 $\Delta +98\%$

RAFM
0.98 \rightarrow 10.96 MeV
 $\Delta +1018\%$

5 RESULTS — BULK REGIME

W deposits the most total energy yet its recoil spectrum cuts off sharply at 0.306 MeV — the elastic kinematic ceiling. SiC and RAFM show hard tails to ≈ 8 and ≈ 11 MeV, fed by inelastic and (n, α) channels on their lighter constituents. In the bulk regime the ranking is robust: SiC > RAFM > W.

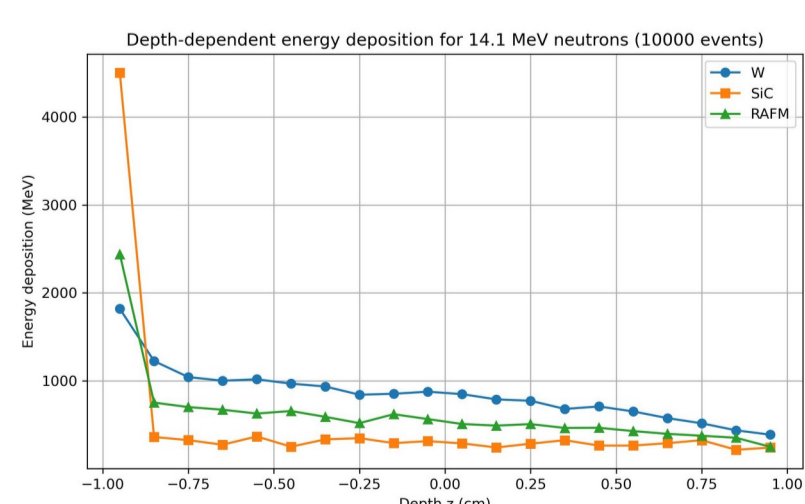


Fig. 1. Depth-resolved energy deposition for W, SiC and RAFM (10^4 neutrons).

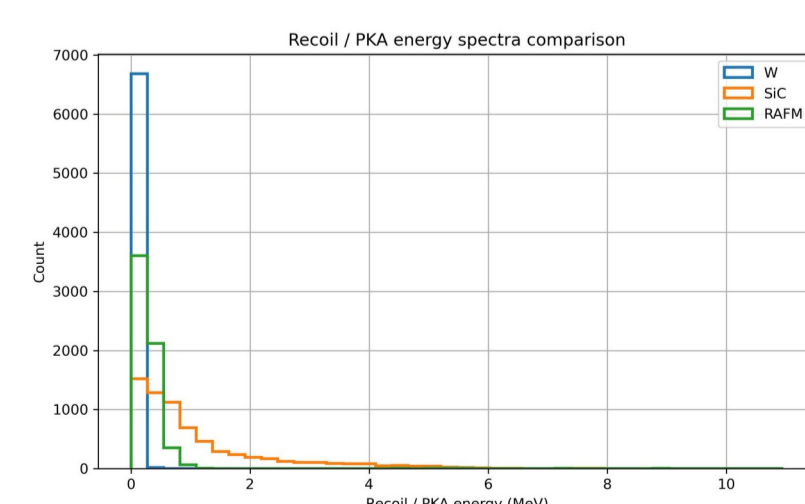


Fig. 2. Recoil / PKA energy spectra — SiC and RAFM high-energy tails.

Material	Recoils	$N(>100 \text{ keV})$	f	$\langle E \rangle$ (MeV)
W	6,703	1,905	0.284	0.137
RAFM	6,211	5,046	0.812	0.391
SiC	6,827	6,482	0.949	1.180

6 BOUNDARY-CROSSING ANALYSIS

Reducing target thickness from 2 cm to 1 μm introduces an escape correction — large for SiC ($\approx 22\%$), negligible for W. The ranking by escape energy inverts relative to escape fraction: RAFM loses fewer but more energetic recoils, so thin-target damage cannot be reduced to a single scalar metric.

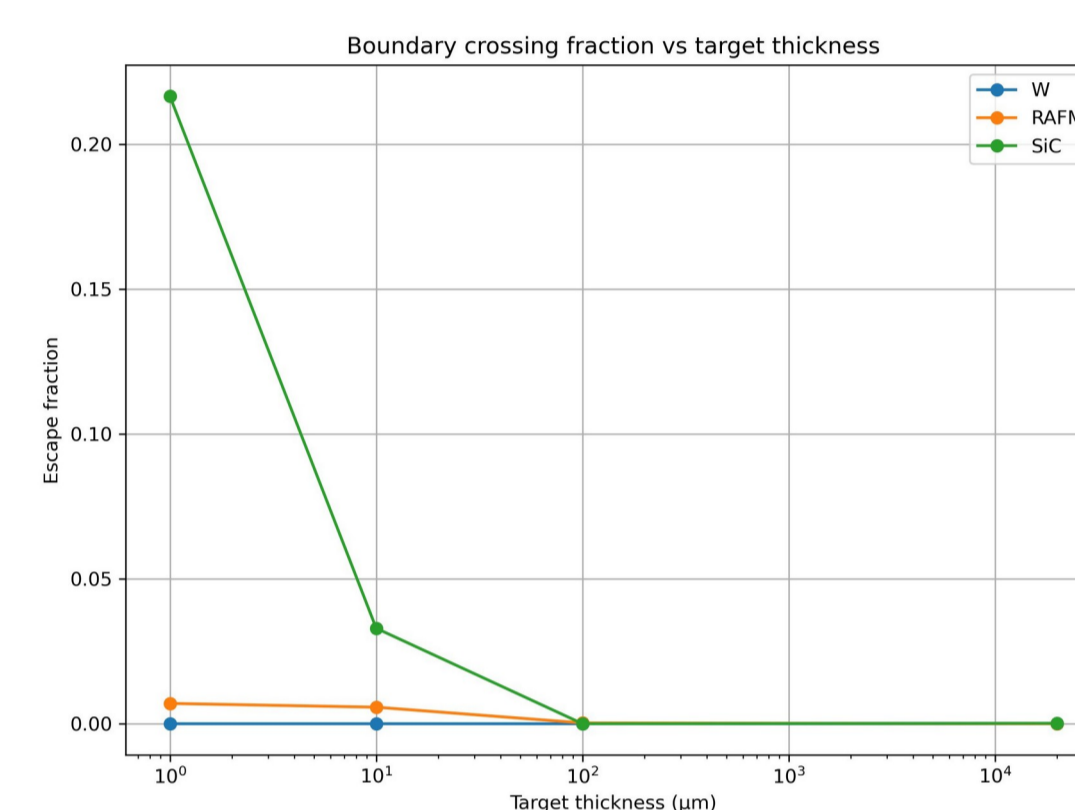


Fig. 3. Escape fraction f_{esc} vs. target thickness (log axis).

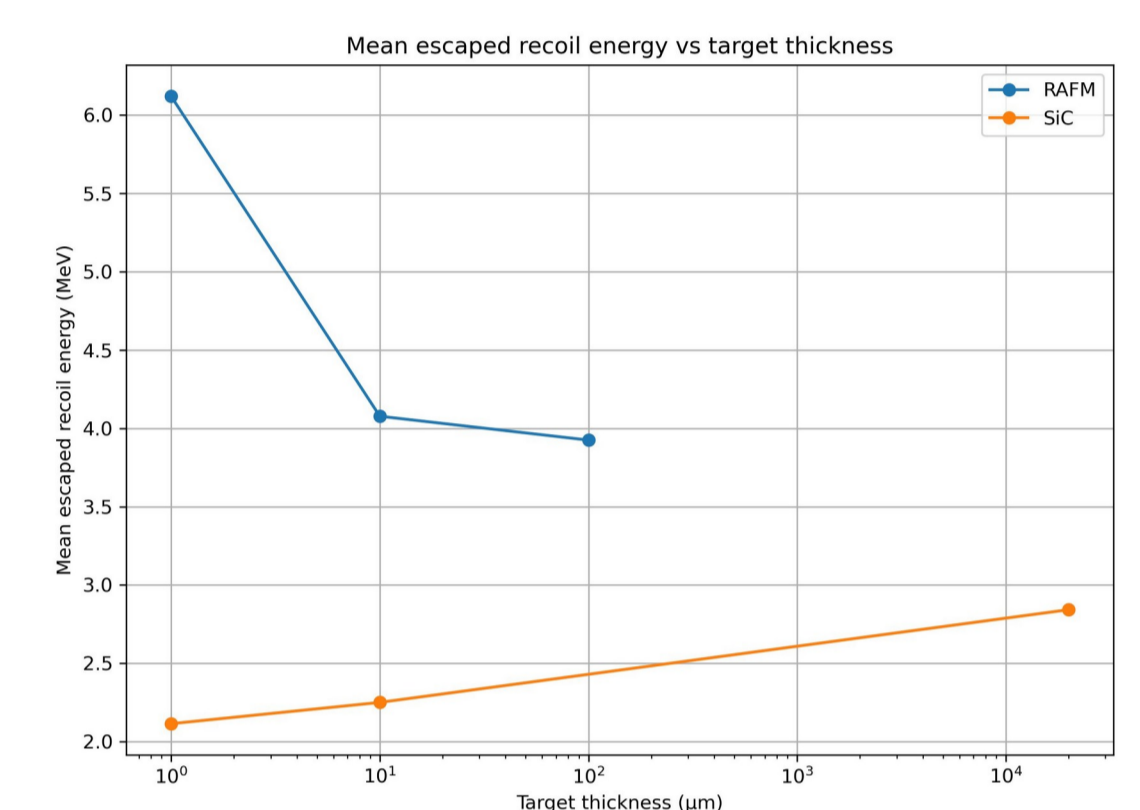


Fig. 4. Mean escape energy $\langle E_{\text{esc}} \rangle$ vs. thickness — RAFM above SiC.

7 DISCUSSION & CONCLUSIONS

The bulk ranking follows from kinematics and is insensitive to the chosen threshold. A higher damage tendency does not make SiC worse — it indicates only how fast microstructural damage accumulates per neutron. The metric inversion reflects stopping power vs. spectral shape: SiC is a soft filter on a hard spectrum (many moderate escapees); RAFM a hard filter on a soft spectrum (few but energetic escapees). Material selection for thin-wall components should not rely on bulk DPA alone.

Layer	Metric	Ranking	Spread
Bulk	$f (>100 \text{ keV})$	SiC > RAFM > W	$\times 3.3$
Bulk	$\langle E \rangle (>100 \text{ keV})$	SiC > RAFM > W	$\times 8.6$
Boundary	$f_{\text{esc}} (1 \mu\text{m})$	SiC > RAFM > W	$\times 30$
Boundary	$\langle E_{\text{esc}} \rangle (1 \mu\text{m})$	RAFM > SiC > W	$\times 3$

Take-away. Escape fraction and mean escape energy tell different stories about the same materials in the same geometry — a two-metric, two-layer approach captures what a single DPA number cannot.

8 FUTURE WORK

Threshold sensitivity: map $f(E_{\text{th}})$ and $\langle E \rangle(E_{\text{th}})$ over a 50–500 keV range.
Higher statistics: run 10^6 primaries to firm up the marginal RAFM escape point.
Cross-code validation: benchmark recoil spectra against MCNP and SPECTRA-PKA.
Realistic D–T source: add spectral width and angular distribution of plasma neutrons.
Absolute DPA: integrate spectra through the NRT and arc-DPA frameworks.

KEY FINDINGS

BULK RANKING
SiC > RAFM > W
Robust on both metrics — SiC exceeds W by $\times 3.3$ in threshold-above fraction and $\times 8.6$ in mean energy.

GEOMETRY MATTERS
21.7% escape
At a 1 μm target SiC loses one in five recoils across the boundary, while W shows zero escape at every thickness.

METRIC INVERSION
Order flips
By escape fraction SiC > RAFM, but by mean escape energy RAFM > SiC — no single scalar captures thin-target damage.

REFERENCES

- [1] S. Agostinelli et al., “Geant4 — a simulation toolkit,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 506 (2003) 250–303.
- [2] J. Allison et al., “Recent developments in Geant4,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 835 (2016) 186–225.
- [3] S. J. Zinkle, L. L. Snead, “Designing radiation resistance in materials for fusion energy,” Annu. Rev. Mater. Res. 44 (2014) 241–267.
- [4] M. R. Gilbert, J. Marian, J.-Ch. Sublet, “Energy spectra of primary knock-on atoms under neutron irradiation,” J. Nucl. Mater. 467 (2015) 121–134.
- [5] R. A. Pitts et al., “Physics basis for the first ITER tungsten divertor,” Nucl. Mater. Energy 20 (2019) 100696.



QUANTUM HEAT ENGINES

Türkan Eliz Çiçek 22022027

Supervisor: Prof. Dr. Çetin Taşseven

ABSTRACT

Quantum heat machines provide a framework for investigating energy conversion processes at the microscopic scale, where quantum mechanical effects become significant. Unlike classical heat engines, these systems employ quantum working substances characterized by discrete energy levels and probabilistic state evolution. In this study, the fundamental concepts of quantum thermodynamics are reviewed, with particular emphasis on quantum Otto engines and single-ion heat engines. The operating principles, thermodynamic cycles, and efficiency characteristics of quantum heat engines are examined, and comparisons between classical and quantum approaches are presented. Special attention is given to trapped-ion systems, which constitute one of the most successful experimental realizations of quantum heat engines. The results demonstrate how heat can be converted into useful work at the atomic scale and highlight the potential role of quantum thermal devices in future nanoscale energy technologies.

INTRODUCTION

Thermodynamics has traditionally been used to describe energy conversion processes in macroscopic systems such as engines and refrigerators. However, recent developments in nanotechnology and quantum physics have extended these concepts to microscopic systems, where quantum effects play a significant role. Quantum heat machines employ quantum systems as working substances and provide a framework for investigating heat-to-work conversion at the atomic scale. Among the various models proposed in the literature, the quantum Otto engine and single-ion heat engine have attracted considerable attention due to their theoretical simplicity and experimental feasibility. This study examines the fundamental principles of quantum heat machines, compares classical and quantum Otto cycles, and reviews the operation of single-ion heat engines.

QUANTUM THERMOCYCLES

Quantum thermocycles describe energy conversion processes in systems governed by quantum mechanics. Unlike classical thermodynamic cycles, the working substance is characterized by discrete energy levels and quantum state populations. The most important processes involved in these cycles are quantum isochoric and quantum adiabatic transformations. During isochoric processes, the system exchanges heat with thermal reservoirs while its energy spectrum remains unchanged. During adiabatic processes, the energy levels are modified without heat exchange, leading to work production. These fundamental processes form the basis of quantum heat engines and refrigerators. Among the various quantum thermodynamic cycles, the Quantum Otto Cycle is one of the most widely studied models due to its simplicity and experimental relevance. It provides an effective framework for understanding heat-to-work conversion at the microscopic scale and serves as the foundation of many theoretical and experimental quantum heat engines.

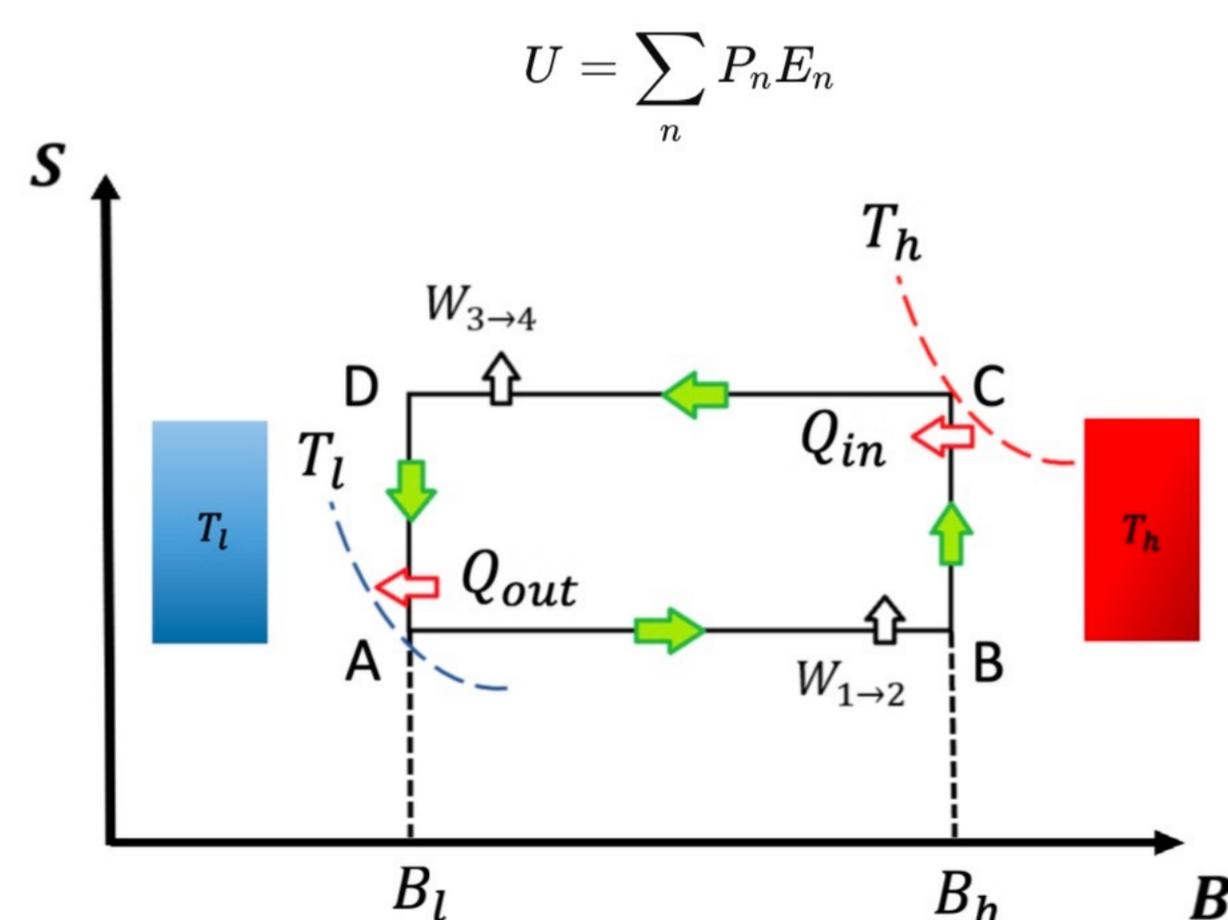


Figure 1. Schematic representation of the Quantum Otto Cycle showing heat absorption, heat rejection, and work production during the thermodynamic processes.

QUANTUM HEAT ENGINES

Quantum Heat Engines are thermodynamic devices that use quantum systems as working substances to convert heat into useful work. Unlike classical heat engines, their operation is governed by quantum phenomena such as discrete energy levels, quantum coherence, and state populations. Heat is absorbed from a hot reservoir and partially converted into work, while the remaining energy is released to a cold reservoir. Depending on their mode of operation, quantum heat engines can be classified as continuous, two-stroke, or four-stroke engines. These systems provide a valuable framework for studying energy conversion at the microscopic scale and exploring the relationship between thermodynamics and quantum mechanics.

$$\eta = \frac{W}{Q_h}$$

The performance of a quantum heat engine is commonly evaluated through its efficiency, which quantifies how effectively absorbed heat is converted into useful work.

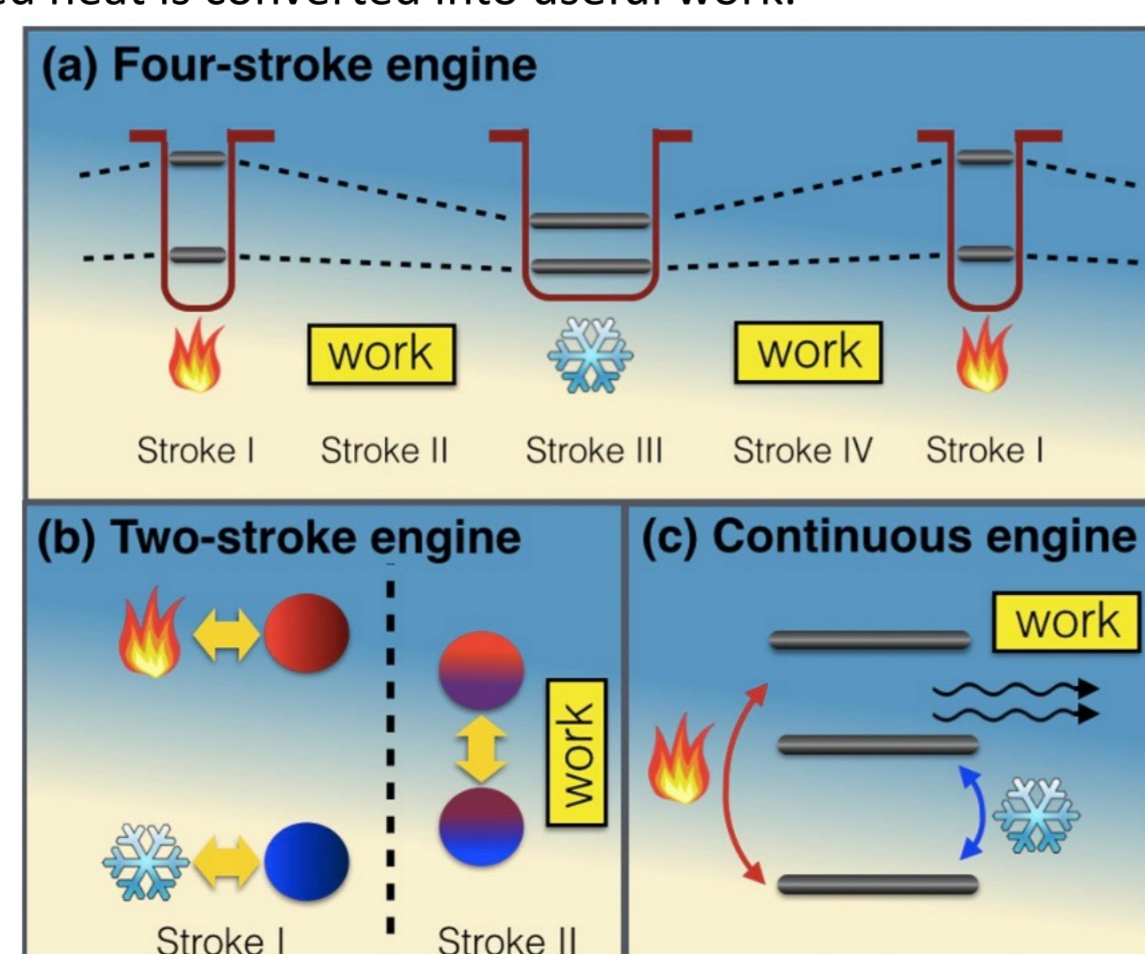


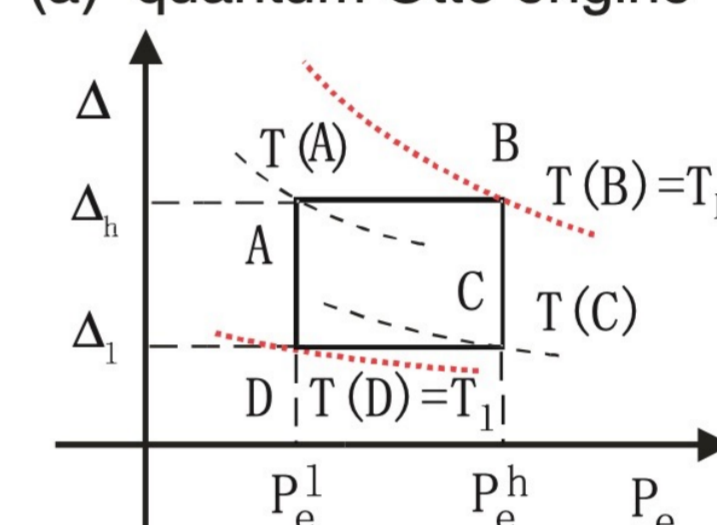
Figure 2. Classification of quantum heat engines according to their operating principles: four-stroke, two-stroke, and continuous engine configurations.

OTTO ENGINE: CLASSICAL AND QUANTUM APPROACH

The Otto cycle is one of the most widely used thermodynamic cycles for converting heat into work. In the classical Otto engine, the working substance is an ideal gas, whereas in the quantum Otto engine it is replaced by a quantum system with discrete energy levels. Although both engines follow similar thermodynamic stages, the quantum version relies on changes in the energy spectrum rather than pressure–volume variations. This comparison demonstrates how classical thermodynamic concepts can be extended to the quantum regime.

$$\eta_{Classical} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}}$$
$$\eta_{Quantum} = 1 - \frac{\omega_c}{\omega_h}$$

(a) quantum Otto engine



(b) classical Otto engine

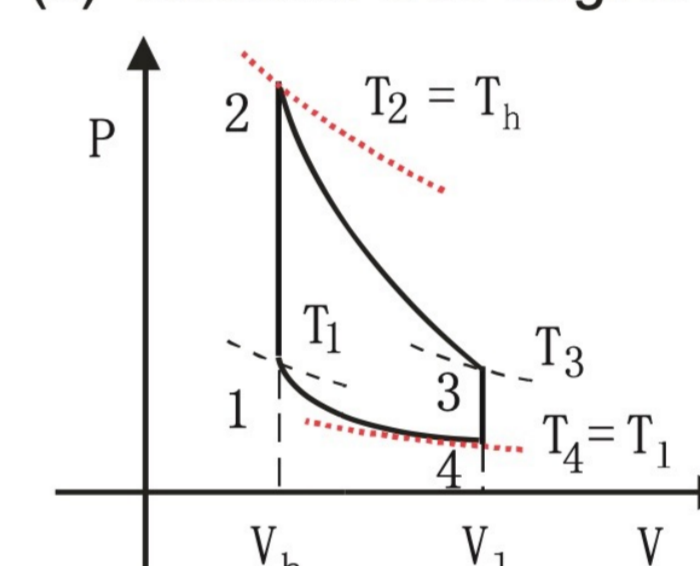


Figure 3. Comparison between quantum and classical Otto cycles, highlighting the correspondence between discrete energy-level transitions and classical thermodynamic processes.

SINGLE-ION QUANTUM HEAT MACHINES

Single-ion heat engines operate according to the same thermodynamic principles as classical heat engines. The trapped ion acts as the working substance and exchanges heat with hot and cold reservoirs while performing work during the cycle. Similar to a classical engine, heat is absorbed from a hot source, partially converted into useful work, and the remaining energy is released to a cold reservoir. The main difference is that the energy conversion process occurs at the level of a single trapped ion, where quantum effects govern the dynamics. Despite their microscopic scale, single-ion engines follow the fundamental heat–work conversion mechanism of conventional heat engines.

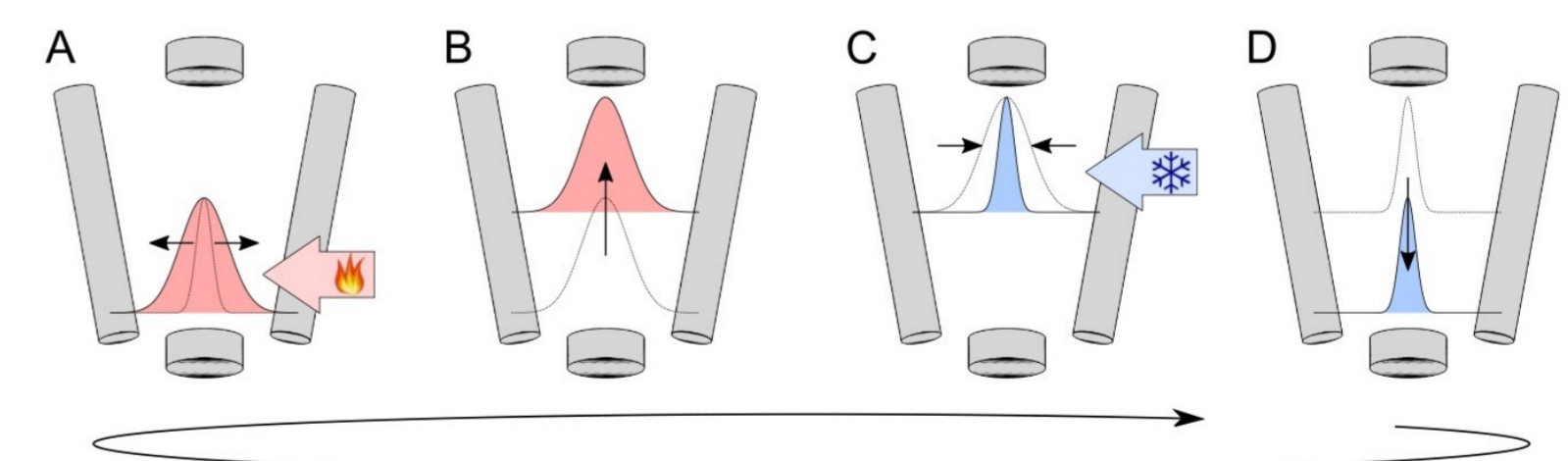


Figure 4. Working Principle of a Single-Ion Heat Engine

CONCLUSION

This study examined the fundamental principles of quantum thermodynamics and their application to quantum heat engines. Quantum thermocycles and Quantum Otto Engines were discussed as theoretical frameworks for understanding energy conversion at the microscopic scale, while single-ion heat engines were presented as one of the most important experimental realizations of quantum thermodynamic devices. The results demonstrate that heat can be converted into useful work even at the level of a single particle, highlighting the validity of thermodynamic principles in the quantum regime. These developments contribute to a deeper understanding of energy conversion processes and may play an important role in the advancement of future nanoscale energy technologies and quantum engineering applications.

REFERENCES

- [1] Uzdin, R., Levy, A., & Kosloff, R. (2015). Equivalence of Quantum Heat Machines, and Quantum-Thermodynamic Signatures. *Physical Review X*, 5(3).
- [2] Roßnagel, J. (2016). A Single-Atom Heat Engine. Ph.D. dissertation, Johannes Gutenberg University Mainz, Mainz, Germany.
- [3] Myers, N. M., Abah, O., & Deffner, S. (2022). Quantum thermodynamic devices: From theoretical proposals to experimental reality. *AVS Quantum Science*, 4(2), 027101.



$$\vec{x} = \vec{v}_s \Delta t$$

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

$$I = nqA\vec{v}_s$$

$$J = \frac{I}{A}$$

$$\vec{J} = nq\vec{v}_s$$

$$V = IR$$

$$R = \rho \frac{l}{A}$$

$$\vec{v}_s = \mu \vec{E} = \frac{q\tau}{m} \vec{E}$$

$$E_g = E_c - E_v$$

ÖZET

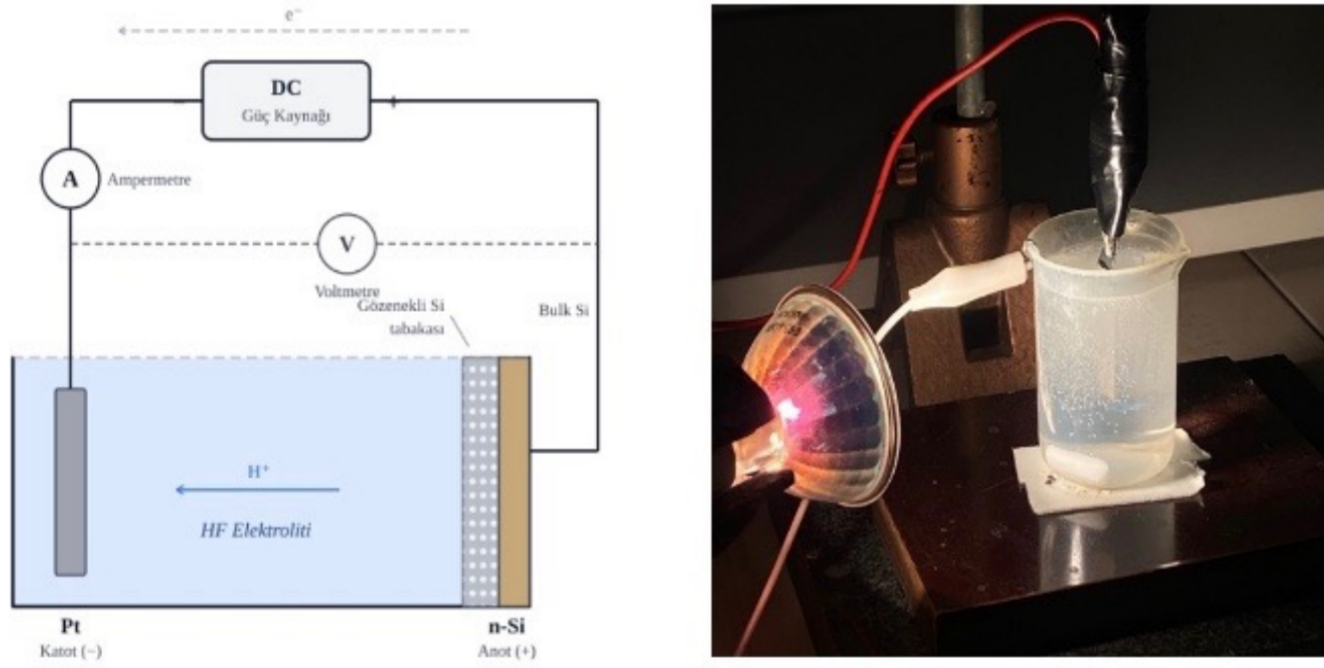
Bu çalışmada, n-tipi monokristal silisyum altlığın ön yüzeyinde elektrokimyasal anodizasyonla gözenekli silisyum (GS) tabakası oluşturulmuş, arka yüzeyine ise omik İndiyum (In) kontak uygulanmıştır. GS katman üzerine termal buharlaştırmayla katalizör Paladyum (Pd) ince film kaplanarak Pd/GS/n-Si Schottky diyot yapısı üretilmiştir. Sistem dışı herhangi bir güç kaynağı kullanılmaksızın, numunenin deiyonize su (dH₂O) yakıtı ile temasında ani tepki kısa devre akımının (I_{sc}) 0.7 µA değerine, açık devre geriliminin (V_{oc}) ise 380 mV seviyesine ulaştığı tespit edilmiştir. Zamanla yüzeydeki kütle difüzyon kısıtlaması sebebiyle I_{sc} değeri 50–90 nA aralığında kararlı doyuma ulaşırken, V_{oc} değerinin yakıt teması süresince sabit kaldığı gözlenmiştir. Bulgular, üretilen yapının hidrojen içerikli sıvı yakıtlarla çalışan mikro yakıt pilleri için yüksek potansiyelli bir alternatif olduğunu göstermektedir.

GİRİŞ

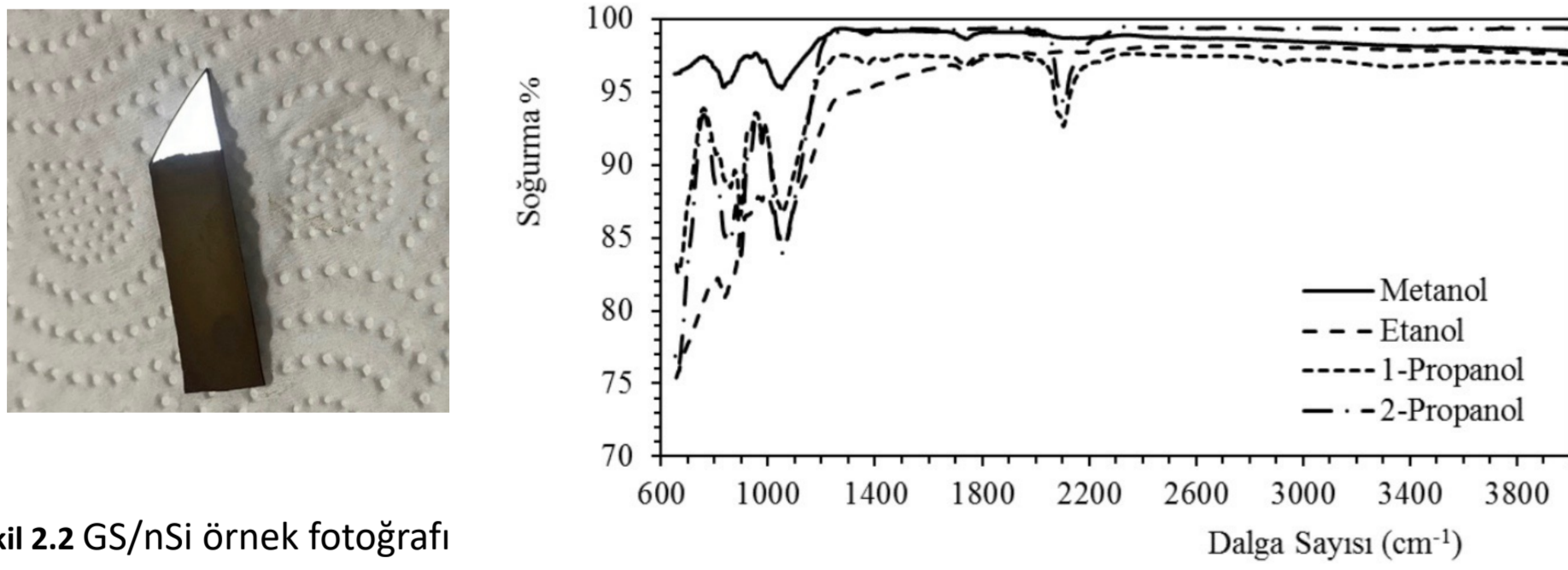
Fosil yakıtların tükenmesi ve çevre kirliliği, temiz alternatif enerji kaynaklarındaki çalışmaları arttırdı. Bu süreçte öne çıkan mikro yakıt pilleri, taşınabilir elektronik cihazların güç ihtiyacı için, optik aygıtlarda, gaz sensörlerinde kullanımına dair çalışmalar arttı. Son yıllarda keşfedilen su-voltaik etkileşimler sayesinde, su moleküllerinin nano-gözenekli yarı iletken yüzeylerle teması harici bir güç kaynağı olmaksızın elektrik üretilmesini sağlamaktadır. Bu çalışmada, elektrokimyasal anodizasyon yöntemiyle yüksek yüzey alanına sahip gözenekli silisyum tabakası üretilmiş ve paladyum ince filmiyle birleştirilerek özgün bir Schottky mikro yakıt pili hücresi tasarlanmıştır. Sistemin deiyonize su yakıtı altındaki su-voltaik enerji dönüşüm mekanizmaları ve elektriksel performans karakteristikleri incelenmiştir.

MATERYAL ve METOD

Çalışmada alttaş olarak n-tipi silisyum kullanılmıştır. Gözenekli silisyum katmanı; hidroklorik asit (HF), etanol ve deiyonize su karışımından oluşan elektrolit içerisinde, platin katot karşısında elektrokimyasal anodizasyon yöntemiyle sentezlenmiştir. Aşındırma işleminden sonra, akım toplama verimini artırmak amacıyla numunenin arka yüzeyine omik İndiyum (In) kontak uygulanmıştır. Ön yüzeydeki Schottky kontaklarını ve Paladyum (Pd) katalizör tabakasını oluşturmak üzere, vakum ortamında termal buharlaştırma tekniğiyle Paladyum (Pd) ince filmi kaplanmıştır. Üretilen diyotların akım-gerilim (I-V) ve zamana bağlı yakıt pili (I_{sc} ve V_{oc}) performans ölçümleri gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.1 Elektrokimyasal Anodizasyon hücresi şematik gösterimi ve fotoğrafı.



Şekil 2.2 GS/nSi örnek fotoğrafı

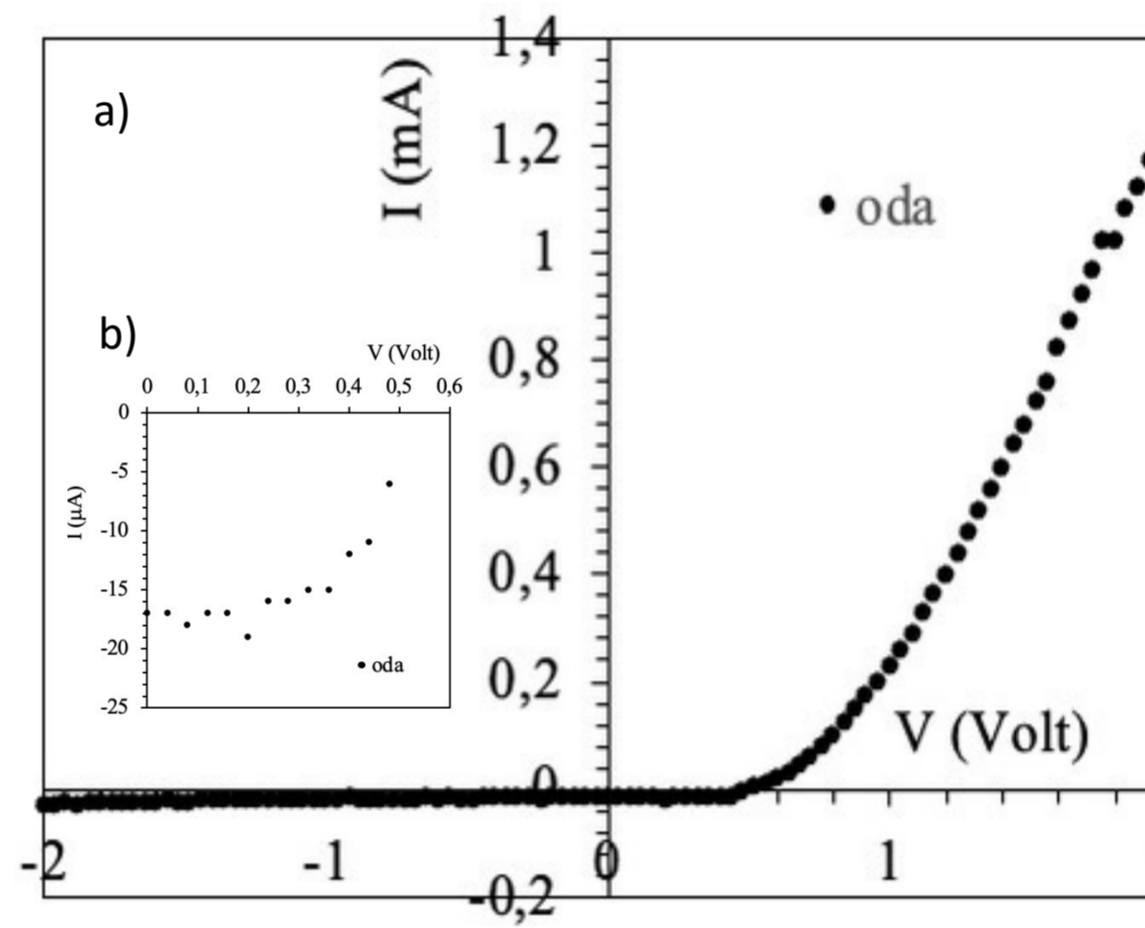
Şekil 3.3 GS yapıların 600-4000 cm⁻¹ aralığında FTIR spektrumları (Şarlı, B.S., 2022)

KAYNAKÇA

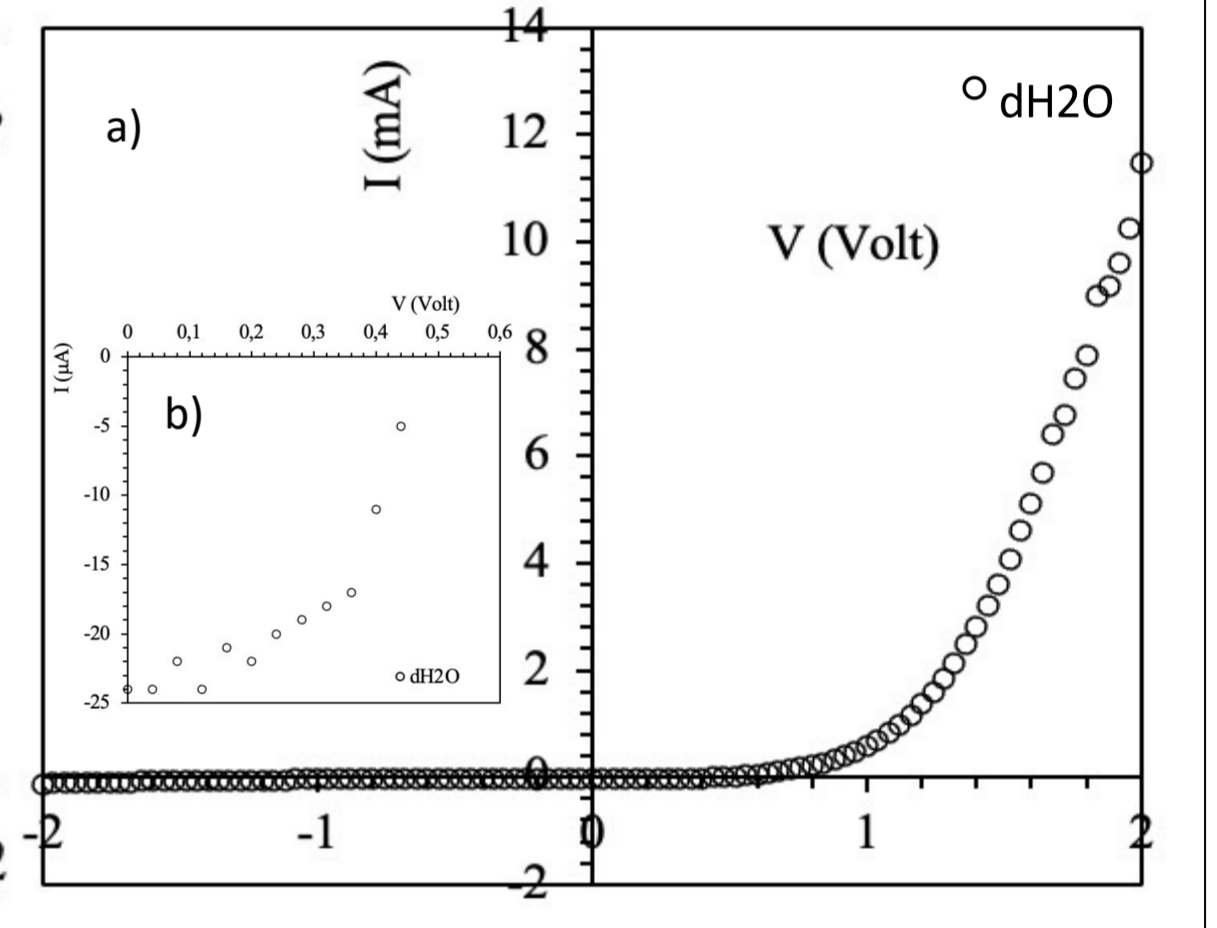
- [1] Arslan A., Aydın Yüksel S., "The use of gold/porous silicon/n-silicon Schottky diodes as non-enzymatic glucose sensors", *Sensors and Actuators A: Physical*, cilt 404, 2026, 10.1016/j.sna.2025.117741.
- [2] Yan S., Can Y., Su Y., Huang B., Chen C., Yu X., Xu A., Wu T., (2025), "Hydrogen Sensors Based on Pd-Based Materials: A Review", *Sensors*, 25, 3402.
- [3] Canham L. T. (1990), "Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers", *Applied Physics Letters*, (57), 1046-1048.

BULGULAR ve TARTIŞMA

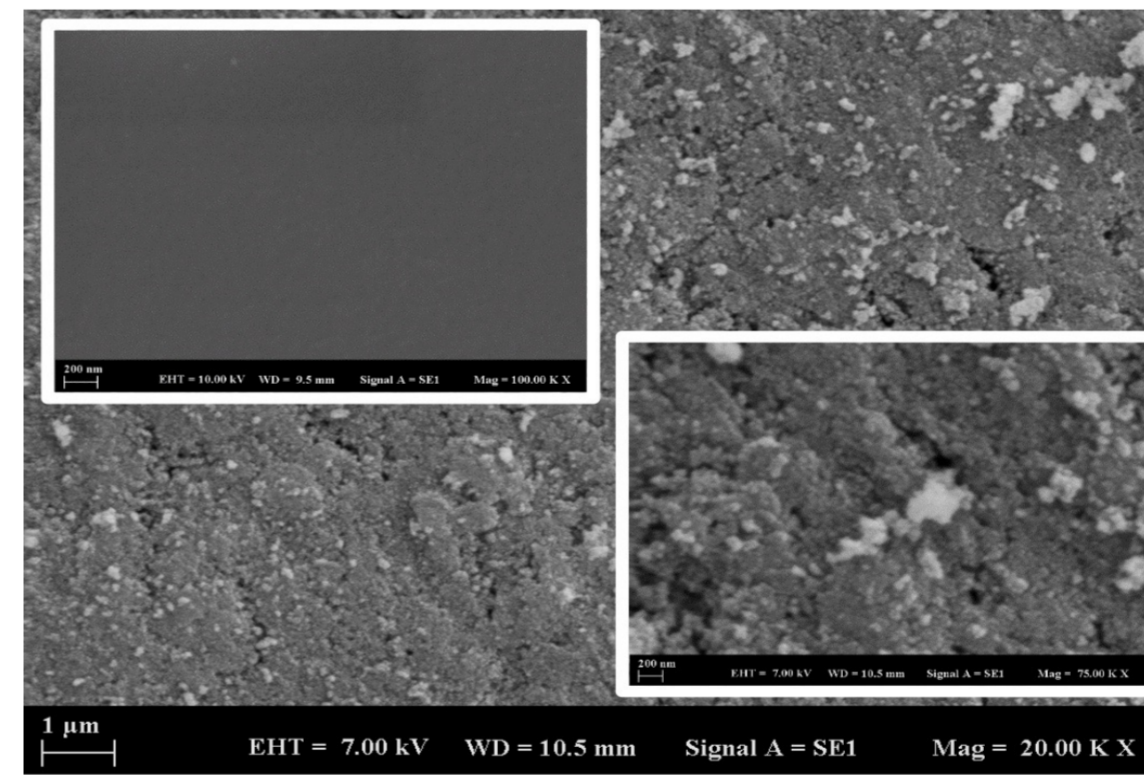
Üretilen Pd/GS/n-Si Schottky yapısının temel elektriksel karakteristiklerini belirlemek amacıyla oda sıcaklığında ve dH₂O yakıtı içerisinde akım-gerilim (I-V) ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Numunenin yakıt teması öncesindeki I-V eğrisi, arayüzeyde başarılı bir doğrultucu Schottky bariyerinin oluştuğunu net bir şekilde ortaya koymaktadır aynı zamanda yakıt ortamında da IV karakteristiği göstermiştir. Paladyumun katalizör etkisiyle dH₂O yakıt elektrokimyasal parçalanmış ve 4. bölge I_{sc} akım artmıştır. Üretilen GS/n-Si yapıların GS yüzey üstten morfolojik özellikleri SEM analizleriyle (Şekil 3.1), deiyonize su yakıtı ile dış güç kaynağı olmadan su-voltaik etkisi ile oluşan I_{sc} akımı ve V_{oc} gerilimi zamana bağlı ölçümleri (Şekil 3.2) ve (Şekil 3.4) yapılmıştır.



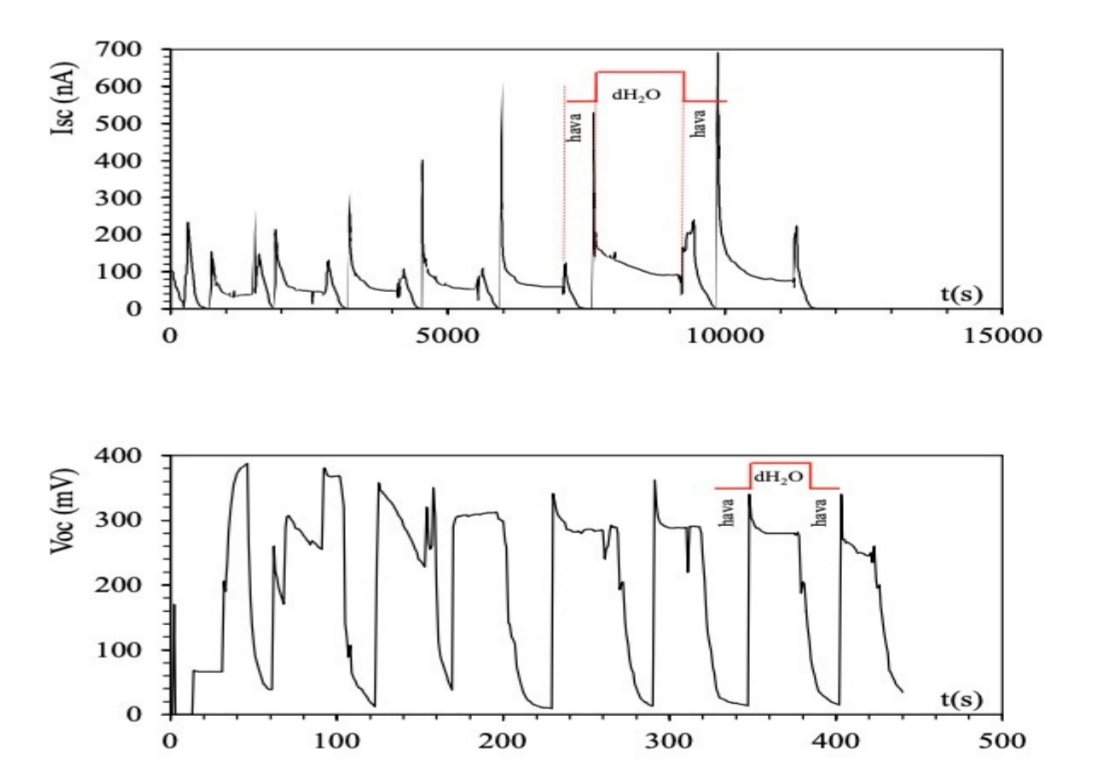
Şekil 3.2 Pd/GS/nSi eklemlerinin oda şartlarında a) IV ve b) 4.bölge IV karakteristiği.



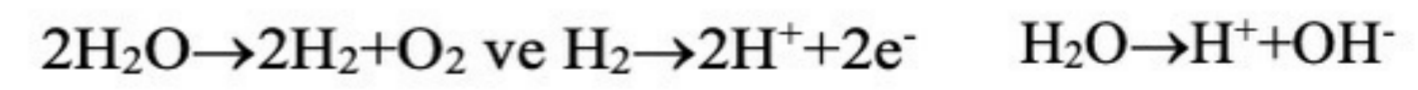
Şekil 3.4 Pd/GS/nSi eklemlerinin oda şartlarında dH₂O yakıtı içerisinde a) IV ve b) 4.bölge IV karakteristiği.



Şekil 3.1 Tek kristal nSi ve GS yapıların üstten SEM görüntüleri.



Şekil 3.5 Pd/GS/nSi Schottky diyotların dH₂O ve hava ortamlarında ardışık zamana bağlı a) I_{sc} Akımı b) V_{oc} Voltajı Değişim Grafiği.



Reaksiyon 1.1 Su parçalanma reaksiyonları

SONUÇLAR

- ❖ 2-Isop kullanılarak üretilen GS katmanının nm gözenekli süngerimsi yapı şeklinde oluşturduğu,
- ❖ Pd/GS/nSi yapının oda ve dH₂O yakıt ortamında Schottky diode özelliği gösterdiği,
- ❖ Pd/GS/nSi yapının hem oda hem dH₂O yakıt ile 4. Bölgede güneş pili pencere bölgesi oluşturduğu,
- ❖ Pd/GS/nSi yapının dH₂O yakıt içinde dış güç kaynağı bağlantısı olmadan bağlandığında I_{sc} ve V_{oc} ürettiği, üretilen I_{sc} nin ilk temasta ani yükselme verdiği daha sonrasında kütle transfer difüzyon kısıtlaması sebebiyle 50-80 nA aralığında bir değerde sabitlendiği,
- ❖ Ardışık şarj/deşarj ölçümlerinde I_{sc} değerinin pik değerlerinde dalgalanma olduğu sabitlenen değerlerde ise 35 nA den 80 nA artış olduğu,
- ❖ V_{oc} değerlerinin 380 mV ilk değerden ardışık şarj/deşarj döngüsünde 8 döngü sonrasında 280 mV a azaldığı, belirlenmiştir.
- ❖ Sonuç olarak Pd/GS/nSi Schottky diode yapıda özellikle Pd/GS nano yapı arasında yüzey alanı keskin uçlarda dH₂O moleküllerinin proton ve elektrona ayrılarak iç elektrik alanda hareketlenip dış devreyi beslediği ve kısa devre akımı oluşturduğu, bu noktada özellikle Pd un katalitik etki sağladığı sonucuna varılmıştır.

$$\vec{J} = nq\mu\vec{E}$$

$$\sigma = nq\mu = ne\mu$$

$$q = e$$

$$\mu_n = \frac{e\tau_n}{m_n^*}$$

$$\mu_p = \frac{e\tau_p}{m_p^*}$$

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad \vec{E} = \frac{V}{l}$$

$$\rho = \frac{1}{ne\mu}$$

$$l = \alpha_{ort}\tau$$

$$\alpha_{th} = l/\tau$$

$$\sigma = 1/\rho \rightarrow S = 1/R$$

$$\vec{F}_e = q\vec{E} = m_o\vec{a}$$

$$\vec{F}_e = q\vec{E} + q\vec{E}_{Kr} = m^*\vec{a}$$

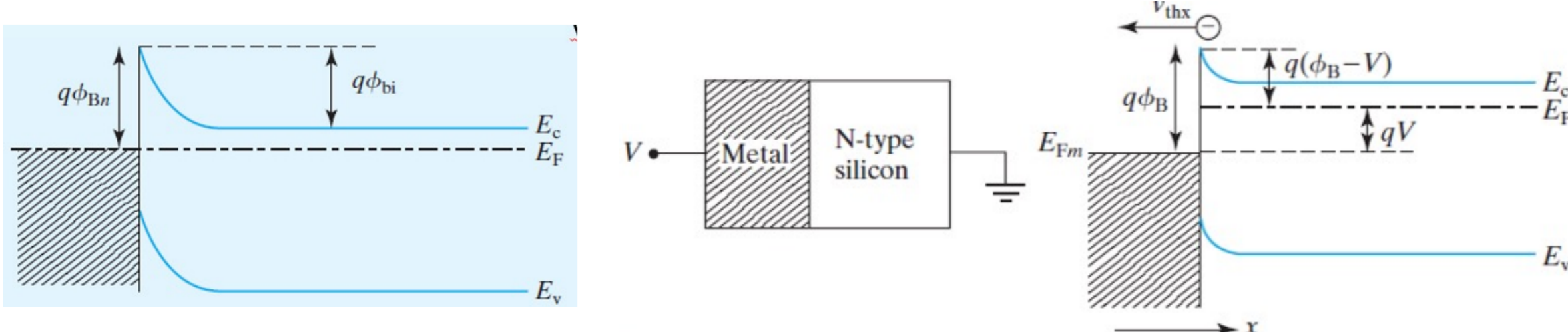
$$E_{Fn} = E_c + k_B T \ln\left(\frac{n}{N_c}\right)$$

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{k_B T}\right)$$

$$E_{Fp} = E_v - k_B T \ln\left(\frac{p}{N_v}\right)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_{Fp} - E_v}{k_B T}\right)$$

$$f_n(E, T) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}}$$



$$I_{S \rightarrow M} = AKT^2 e^{-\frac{q\phi_b - qV}{kT}} = AKT^2 e^{-\frac{q\phi_b}{kT}} e^{qV/kT} = I_0 e^{qV/kT}$$

$$I = I_{S \rightarrow M} + I_{M \rightarrow S} = I_0 e^{qV/kT} - I_0 = I_0 (e^{qV/kT} - 1)$$

$$q\phi_{bi} = q\phi_{Bn} - (E_c - E_F) = q\phi_{Bn} - kT \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right)$$

$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_{bi} + V)}{qN_d}}$$

$$E_{Fn} = E_v + \frac{1}{2}E_g + \frac{1}{2}k_B T \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right)$$

$$n_i = CT^{3/2} e^{-E_g/2k_B T}$$

$$c = 2 \left(\frac{2mk_B T}{\pi h^2} \right)^{3/2}$$

$$n_i \cdot p_i = n_i^2 = p_i^2 \quad \sigma_i = n_i e(\mu_p + \mu_n) \quad n_i = p_i$$

Kuantum Gaz Mikroskopisi ile Fermi-Hubbard Modelinin İncelenmesi
Beyza Alkan, 21022044

alkanbeyza0@gmail.com

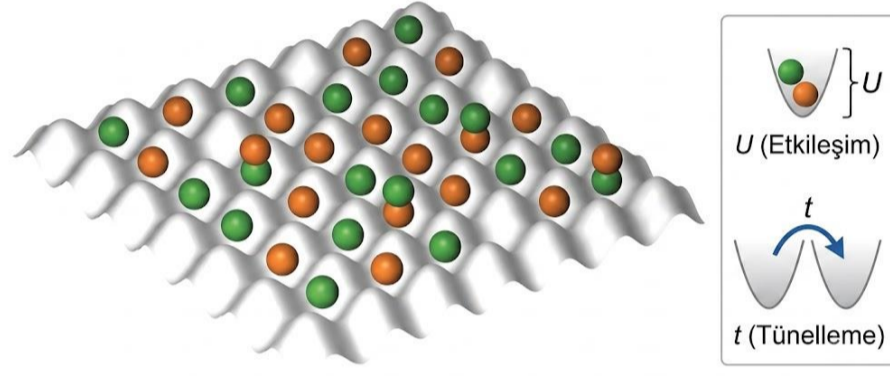
Danışman: Prof. Dr. Süreyya Aydın Yüksel

Bu tez çalışmasında güçlü korelasyonlu elektron sistemlerinin ve Fermi-Hubbard modelinin optik örgülerdeki analog kuantum simülasyonu metodolojik ve teorik olarak incelenmiştir. Çalışma kapsamında, kuantum gaz mikroskopisi deneylerinin altyapısını oluşturan manyeto-optik tuzaklama, ultra-yüksek vakum, yüksek çözünürlüklü objektif donanımları, Raman yan-bant soğutması ve parite projeksiyonu problemi gibi deneysel dinamikler analiz edilmiştir. Ayrıca literatürdeki öncü çalışmalar ışığında metal-Mott yalıtkanı geçişi, antiferromanyetik düzen, delik dinamikleri ve 2026 yılı güncel bulguları doğrultusunda sözde-boşluk rejiminde ortaya çıkan evrensel ölçeklenme davranışları mikroskobik ölçekte değerlendirilmiştir.

Fermi-Hubbard Modeli

Fermi-Hubbard modeli, elektronların kristal örgü üzerindeki **tünelleme** süreçleri (t) ile aynı atomik bölgedeki **Coulomb itme enerjileri** (U) arasındaki rekabeti tanımlayan temel bir çerçevedir. Bu etkileşim parametrelerinin (U/t) yarattığı korelasyonlar, **Mott yalıtkanı** ve **yüksek sıcaklık süperiletkenliği** gibi kolektif kuantum fenomenlerinin ortaya çıkış mekanizmalarını karakterize etmek için temel bir çerçevedir.

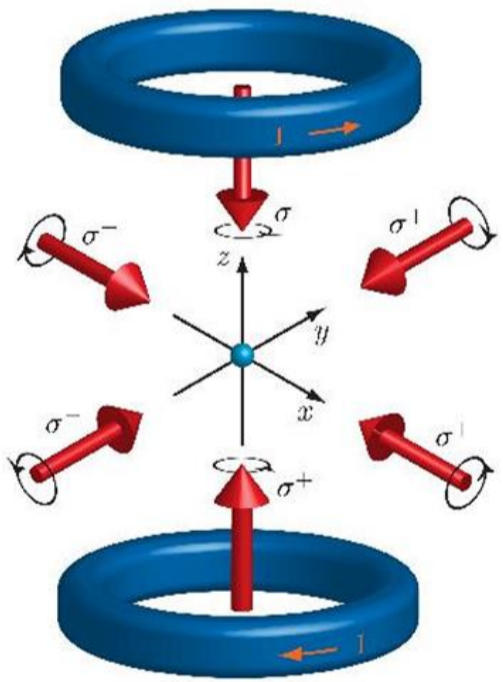
$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} (c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + h.c.) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} - \mu \sum_{i, \sigma} n_{i\sigma}$$


Kuantum Gaz Mikroskopu

Kuantum gaz mikroskopisi, optik bir kafes içerisine hapsedilmiş ultra soğuk atomik gazların, yüksek çözünürlüklü görüntüleme sistemleri kullanılarak tek atom seviyesinde çözülmesini ve bu kuantum çok-parçacıklı sistemlerin mikroskobik ölçekte manipülasyonunu sağlayan deneysel bir yöntemdir. 7 temel aşama şöyledir:

1. Atomların Üretilmesi ve Zeeman Yavaşlatıcısı

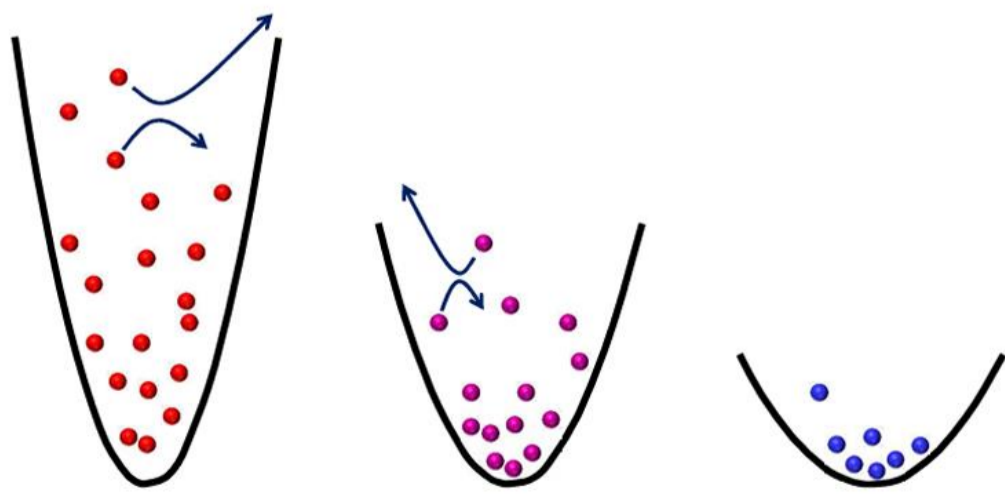
Katı haldeki element fırında ısıtılarak buharlaştırılır ve bir atom demeti oluşturulur. Ardından fırından çıkan hızlı atomları yavaşlatmak için karşıtan lazer ışını gönderilir. Yavaşlama esnasında değişen Doppler kayması, yol boyunca uygulanan değişken manyetik alan ile dengelenir; atomların lazerle sürekli etkileşimi ve yavaşlaması sağlanır.


2. Manyeto-Optik Tuzaklama ve Lazerle Soğutma

Yavaşlayan atomlar, üç eksende karşılıklı gönderilen 6 lazer ışını ve anti-Helmholtz bobinlerinin manyetik alanı ile merkezde toplanır. Doppler soğutması mekanizması sayesinde atom bulutunun sıcaklığı mikrok Kelvin seviyelerine indirilir.

3. Optik Dipol Tuzağı ile Taşıma

Manyetik alanların bozucu etkisinden kaçmak için atomlar güçlü bir lazer tuzağına alınır ve ana deney odasına taşınır. Lazer odağının konumu değiştirilerek atom bulutu bu bölgeye ulaştırılır.


4. Buharlaştırılmalı Soğutma

Dipol tuzağının potansiyel duvarları kademeli olarak düşürülerek en sıcak atomların sistemden kaçması sağlanır. Geride kalan atomlar termalleşerek nanokelvin seviyelerine kadar soğur.

5. Optik Örgüye Yükleme

Buharlaştırılmalı soğutmanın ardından lazer ışığı, üzerinde milyonlarca mikro ayna bulunan **DMD** cihazına gönderilir. Bilgisayar kontrollü bu aynalar sayesinde lazer ışığı kesilip biçilerek boşlukta istenilen her türlü geometrik potansiyel çizilebilir ve şekillendirilen bu lazer ışınlarının girişimiyle uzayda yapay kristal kafes yapıları oluşturulur.

6. Raman Yan-Bant Soğutması

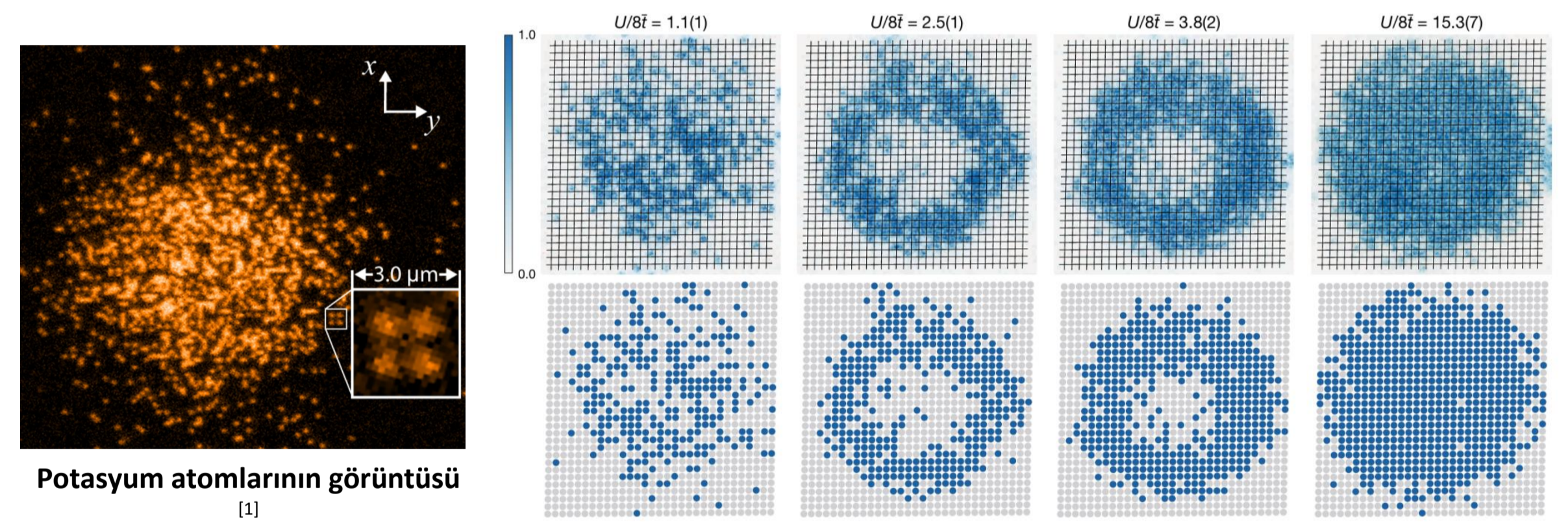
Optik örgü çukurlarına yerleşen atomların kalan son titreşim hareketleri iki fotonlu Raman lazer geçişleri kullanılarak en alt enerji basamağına indirilir.

7. Floresan Işıma ve Mikroskopla Görüntüleme

Örgü içerisinde sabitlenen atomlara görüntüleme lazeri gönderilerek floresan foton yaymaları tetiklenir. Saçılan fotonlar, yüksek çözünürlüklü bir objektif yardımıyla toplanır ve tek foton hassasiyetine sahip **EMCCD** veya **sCMOS** kameralar ile tek atom çözünürlüğünde fotoğraflanır.

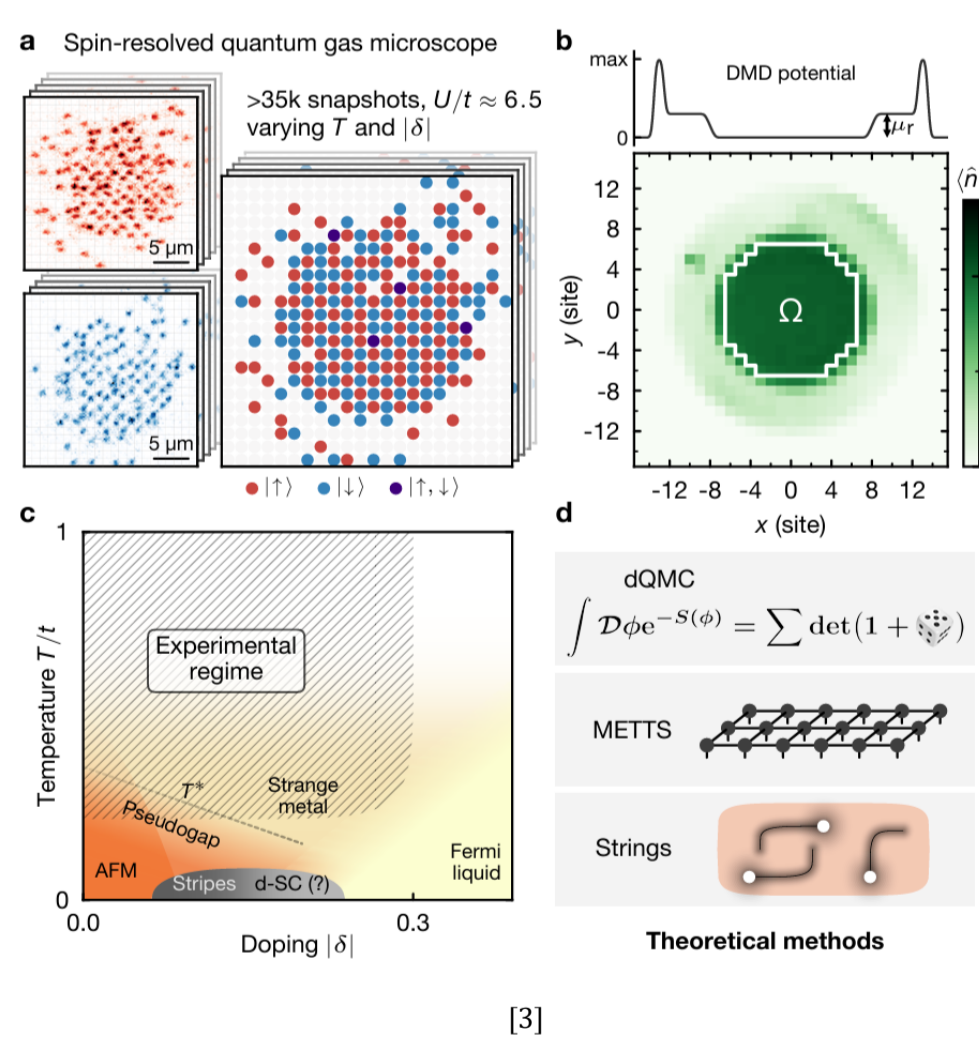
Fermi-Hubbard Modelinin Mikroskobik Haritalandırılması

Kuantum gaz mikroskopisi, Fermi-Hubbard modelinde metal-Mott yalıtkanı geçişi, antiferromanyetik spin korelasyonları ve fermiyonik Mott yalıtkanları tek-atom çözünürlüğünde doğrudan gözlemledi. Ayrıca bu platform ile fermiyonik sistemlerdeki parçacık korelasyonları, Fermi deliği dinamikleri, KPZ süper-difüzyon evrenselliği ve sözde-boşluk rejimi gibi temel çok-cisim kuantum fenomenleri deneysel olarak ortaya kondu.



Potasyum atomlarının görüntüsü [1]

Fermiyonik metal - Mott yalıtkanı geçişinin görüntüsü [2]



Bu da Fermi-Hubbard modelindeki sözde boşluk fazının kökenine dair bir perspektif sunmaktadır.

En önemli uygulamalardan biri optik örgü içerisinde yerleştirilmiş ultra soğuk lityum-6 atomlarını kullanarak iki boyutlu Fermi-Hubbard modelini sistematik bir biçimde simüle eden çalışmadır. Spin ve yük korelasyonları; mikroskobik düzeyde ve beşinci dereceye varan yüksek korelasyon fonksiyonları üzerinden ilk kez bu denli kapsamlı bir biçimde analiz edilmiştir.

Sıcaklık ve katkılama miktarı ile antiferromanyetik korelasyonların davranışında yeni bir evrensel ölçeklenme davranışı keşfedilmiştir.

$$S_{AFM}(\delta, T) \sim e^{2\theta(\delta)/T}$$

Sonuç ve Gelecek Çalışmalar

Kuantum gaz mikroskopu; Fermi-Hubbard modelini antiferromanyetik düzen ve manyetik polaronlar gibi olgular üzerinden anlamak için güçlü bir kaynaktır. Bu platformun en önemli bulgularından biri sözde-boşluk rejiminin güçlü antiferromanyetik spin dalgalanmalarıyla doğrudan ilişkili olduğunu ortaya koymasındır. Bu doğrultuda, tezin devamında yüksek sıcaklık süperiletkenlerini anlamada önemli bir yeri olan sözde-boşluk rejimine odaklanılması planlanmaktadır.

[1] Elmar Haller, James Hudson, Andrew Kelly, Dylan A Cotta, Bruno Peaudecerf, Graham D Bruce, and Stefan Kuhr. Single-atom imaging of fermions in a quantum gas microscope. Nature Physics, 11(9):738–742, 2015
 [2] Daniel Greif, Maxwell F Parsons, Anton Mazurenko, Christie S Chiu, Geoffrey Ji, and Markus Greiner. Site-resolved imaging of a fermionic mott insulator. Science, 351(6276):953–957, 2016.
 [3] Thomas Chalopin, Petar Bojović, Si Wang, Titus Franz, Aritra Sinha, Zhenjiu Wang, Dominik Bourgund, Johannes Obermeyer, Fabian Grusdt, Annabelle Bohrdt, Lode Pollet, Alexander Wietek, Antoine Georges, Timon Hilker, and Immanuel Bloch. Observation of emergent scaling of spin-charge correlations at the onset of the pseudogap. 2026.



2025-2026 Bahar Yarıyılı FİZİK BÖLÜMÜ

TERS KÜP KUVVET YASASI ALTINDA MERKEZİ KUVVET HAREKETİ: COTES SİPİRALERİ

Havva BÖCEK BOZ 18022028

Danışman: Prof. Dr. Tuncer KAYA

ÖZET

Bu çalışmada, klasik mekanikte merkezi kuvvet alanları etkisi altında hareket eden parçacıkların yörünge dinamiği analitik olarak incelenmiştir. İki cisim problemi indirgenmiş kütle yaklaşımıyla eşdeğer tek boyutlu radyal probleme dönüştürülmüş; açısal momentumun korunumundan doğan sanal merkezkaç bariyeri ile gerçek potansiyelin birleşiminden oluşan etkin potansiyel kavramı analiz edilmiştir. Dairesel yörüngelerin kararlılığı için gereken şartın ihlal edildiği ters küp ($1/r^3$) kuvvet alanına odaklanılmıştır. Bu özel kuvvet alanında kararlı bir potansiyel kuyusunun oluşmadığı ve yörünge geometrisinin bütünüyle çekim kuvveti ile merkezkaç bariyeri arasındaki rekabete bağlı olduğu gösterilmiştir. Sistemin bu kararsızlık sonucunda kapalı yörüngeler çizmek yerine; başlangıç şartlarına ve enerji seviyelerine göre merkeze çöken (Poincot), sistemden kaçan (Epispiral) veya sınır durumunda asimptotik davranan (Hiperbolik) Cotes Spirallerine dönüştüğü tespit edilmiştir.

Merkezi Kuvvet ve İki Cisim Problemi

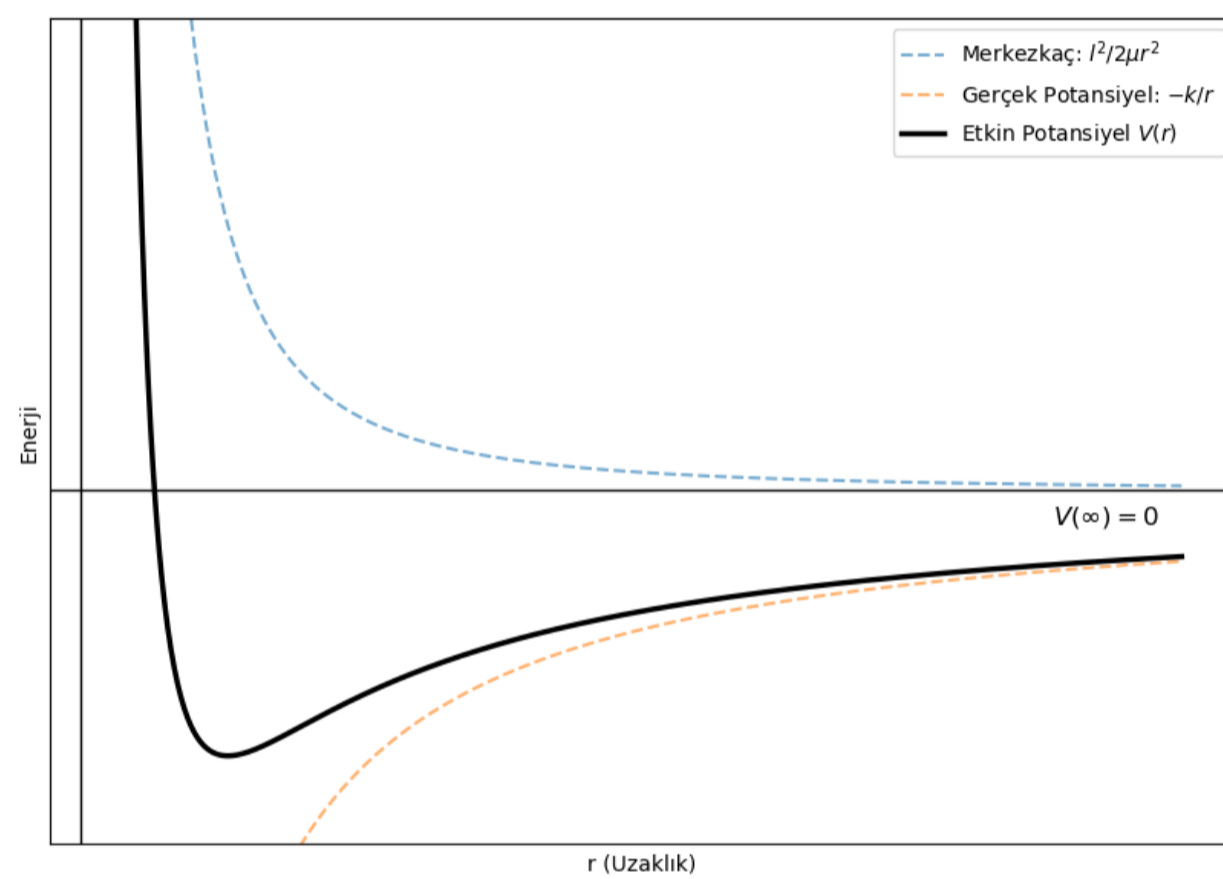
Merkezi kuvvet, yönü daima kaynağa doğru olan ve büyüklüğü sadece mesafeye bağlı olan kuvvettir. Bu kuvvet altında açısal momentum (L) daima korunur ve hareket sabit bir düzleme hapsolür. İki cisim problemi, karmaşıklığı azaltmak için indirgenmiş kütle (μ) yaklaşımı ile tek cisim problemine indirgenir:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

Hareket Denklemleri ve Etkin Potansiyel

Parçacığın açısal momentumunun korunumu ($L = \mu r^2 \dot{\theta} = \text{sabit}$) merkeze düşmeyi engelleyen sanal bir merkezkaç potansiyeli yaratır. Gerçek potansiyel $U(r)$ ile bu sanal potansiyelin toplamı etkin potansiyeli (V_{etkin}) oluşturur:

$$V_{\text{etkin}}(r) = U(r) + \frac{L^2}{2\mu r^2}$$



Şekil 1: Etkin Potansiyel Eğrisi

Zamana bağlı diferansiyel denklemlerden ($u = 1/r$) dönüşümü yapılarak yörünge geometrik şeklini elde etmek için bulduğumuz yörünge denklemi şu şekildedir:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = -\frac{\mu^2}{l^2} \frac{1}{u^2} F(1/u)$$

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = -\frac{\mu r^2}{l^2} F(r)$$

Bu denklemler, bilinen bir kuvvet yasası altında yörünge şeklini bulmak için temel araçtır.

Dairesel Yörüngelerin Kararlılığı

Radyal hız uygun bir şekilde seçilerek çekici kuvvet her zaman merkezkaç kuvveti ile dengelenebilir, yani dairesele hareket herhangi çekici bir potansiyel için elde edilebilir. Ancak bu yörüngeler her zaman kararlı olmayabilir. Kararlı bir yörünge için etkin potansiyel gerçek bir minimuma sahip olmalıdır. Bu şartı sağlamayan yörüngeler kararsızdır.

$V(r)$ 'nin bir minimum noktasının olması ve ρ yarıçaplı dairesele bir yörünge için gerekli şartlar aşağıdaki şekildedir:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=\rho} = 0 \quad \text{ve} \quad \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_{r=\rho} > 0$$

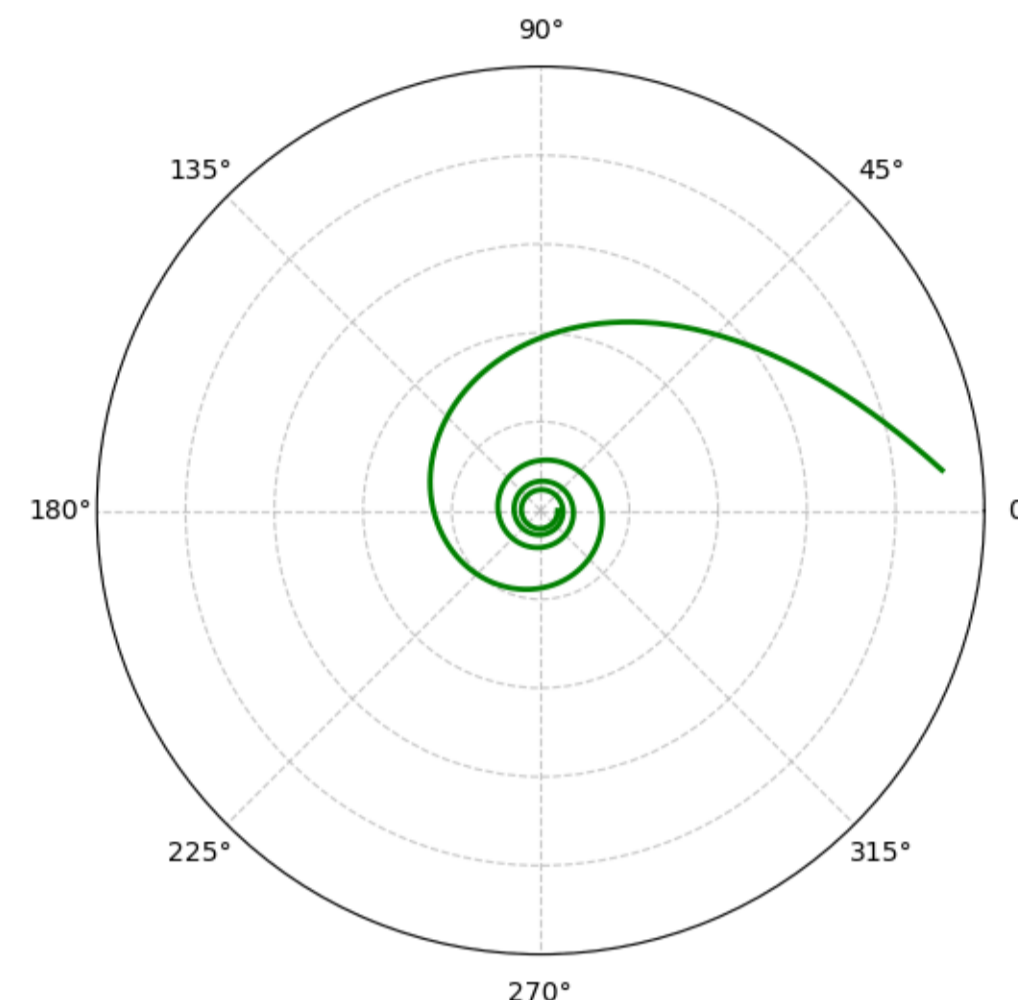
Genel kuvvet alanlarında kararlılık,

$$\frac{F'(\rho)}{F(\rho)} + \frac{3}{\rho} > 0$$

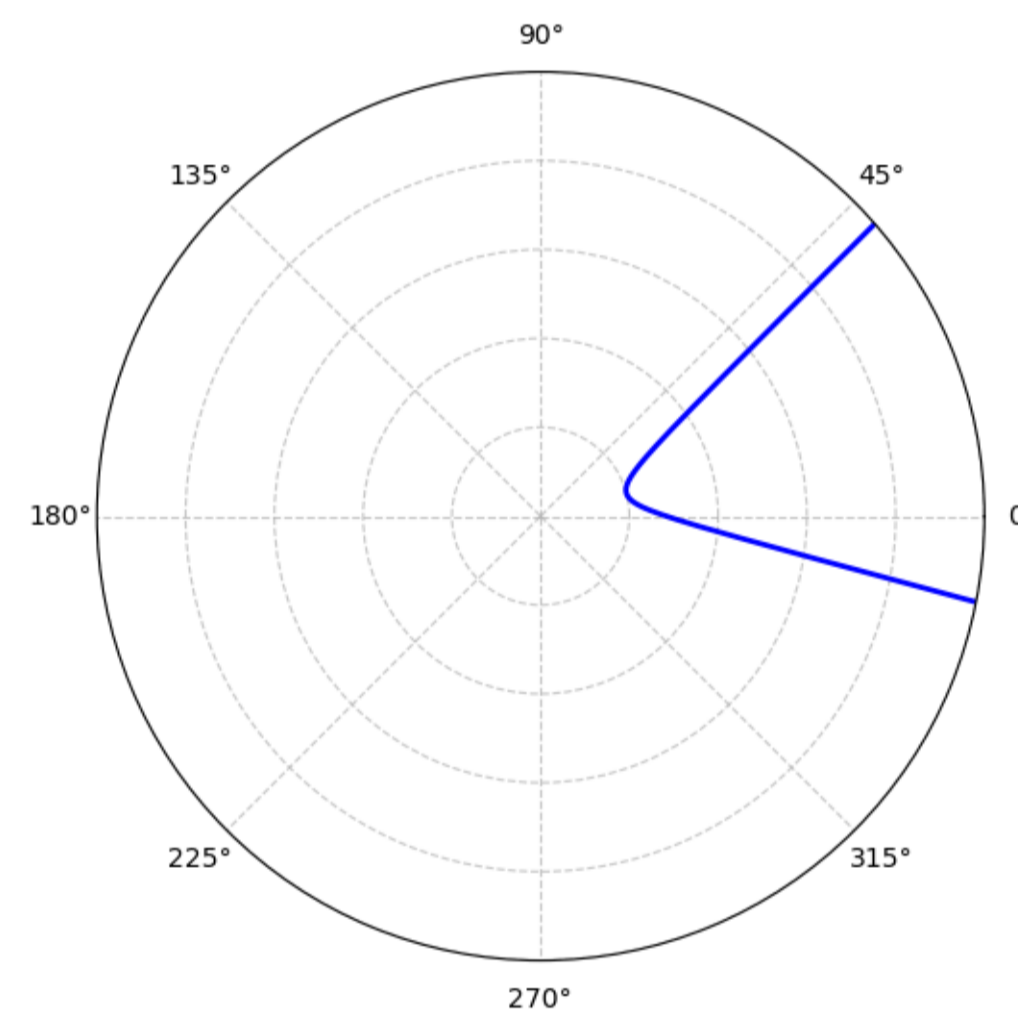
eşitsizliğine bağlıdır. $F(r) = -k/r^n$ şeklindeki kuvvetler için bu eşitsizlik $(3-n) > 0$ şartını, dolayısıyla $n < 3$ gerekliliğini doğurur.

$1/r^3$ Merkezi Kuvvet Alanının İncelenmesi

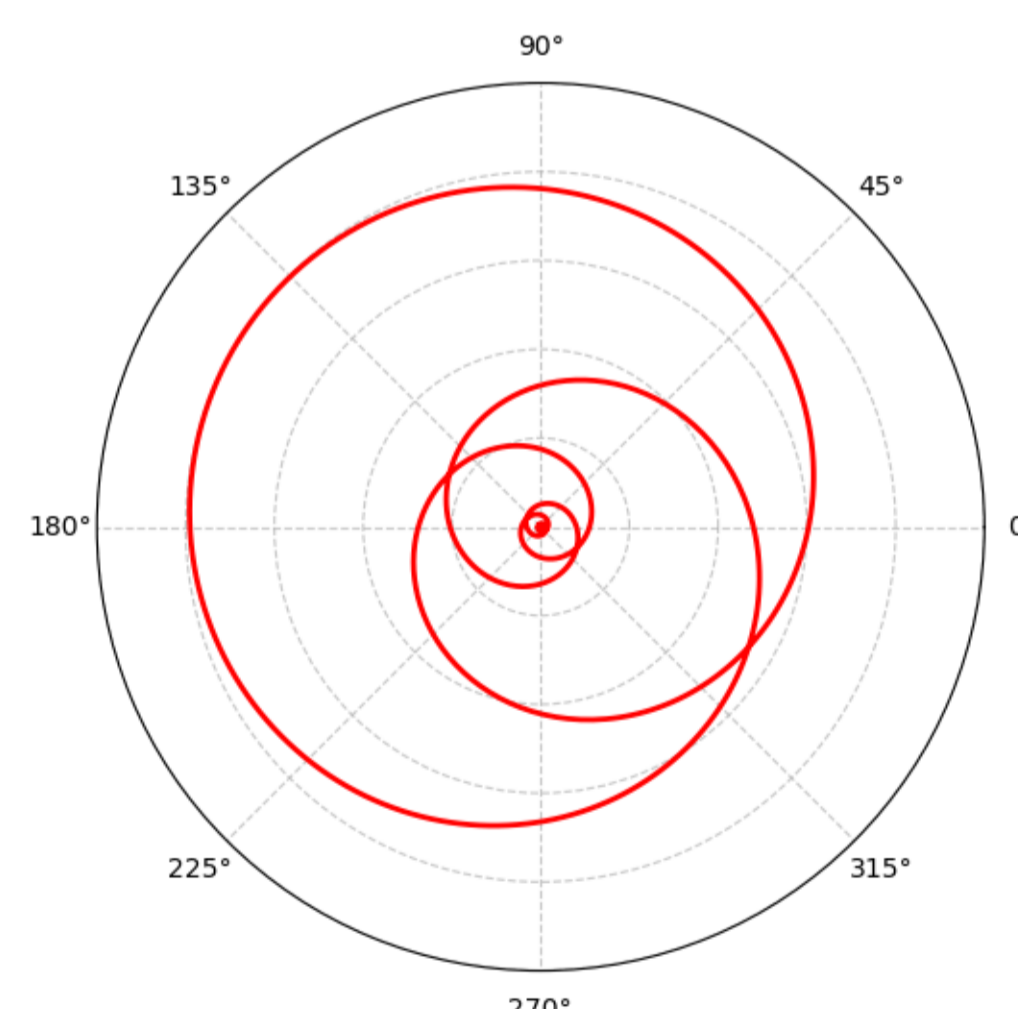
$F(r) = -k/r^3$ ile verilen çekici merkezi kuvvet alanında hareket eden parçacığı ele aldığımızda bu kuvvet alanında ise $n = 3$ olduğundan denge şartı ihlal edilir. Etkin potansiyel kuyusu parçacığı tutamaz ve oluşan en ufak radyal sapma zamanla büyüyerek yörüngeyi tamamen bozulmasına (kararsızlığa) sebep olur. Ayrıca bu kuvvet alanında $V(r)$ fonksiyonunun bir minimum noktası ($\frac{\partial V}{\partial r} = 0$) bulunmaz. Etkin potansiyelin parçacığı dengede tutacak bir kuyu yaratamaması, yörüngeyi bozulmasına yol açar. Dairesel yörüngeye kararsızlık ve potansiyel kuyusunun yokluğu, parçacığı sabit bir yarıçapta kalmaktan alıkoymaz. Çekim ve merkezkaç kuvvetlerinin baskınlık durumuna göre yörünge çökerek yerini şu Cotes Spirallerine bırakır:



Şekil 2: Hiperspiral



Şekil 3: Epispiral



Şekil 4: Poincot Spirali

1. Durum: $l^2 = \mu k$

$V(r)$ etkin potansiyel değeri kaybolur ve **yörünge denklemi** aşağıda verildiği şekildedir:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = 0$$

$$u = \frac{1}{r} = A\theta + \beta$$

Çekim kuvveti ile itici merkezkaç bariyerinin dengeye ulaştığı sınır durumudur. Parçacık sonsuzdan gelir ve merkeze doğru asimptotik olarak yaklaşır. Merkez etrafında sonsuz tur atar ama teorik olarak merkeze ulaşması sonsuz zaman alır.

2. Durum: $l^2 > \mu k$

$1 - \mu k/l^2 \equiv \beta^2 > 0$ seçimi yapıldığında **yörünge denklemi** aşağıda verildiği şekildedir:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + \beta^2 u = 0$$

$$u = \frac{1}{r} = A \cos(\beta\theta - \delta)$$

İtici merkezkaç bariyerinin çekim kuvvetinden daha baskın olduğu tek senaryodur. Parçacık sonsuzdan gelir, kuvvet merkezine yalnızca belirli bir minimum mesafeye kadar yaklaşabilir ve merkeze düşmeden sistemden farklı bir açıyla sonsuza doğru geri çıkar.

3. Durum: $l^2 < \mu k$

$\mu k/l^2 - 1 \equiv G > 0$ seçimi yapıldığında **yörünge denklemi** aşağıdaki gibidir:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} - G^2 u = 0$$

$$u = \frac{1}{r} = A \cosh(\beta\theta - \delta)$$

Çekim kuvvetinin merkezkaç bariyerini tamamen yendiği ve sistemin çöktüğü durumdur. Parçacık potansiyel kuyusuna düşerek merkez etrafında gittikçe daralan turlar atar ve nihayetinde orijine çarpar. Sistem parçacığı geri dönülemez şekilde yutar.

SONUÇLAR

- Dairesel yörüngelerin kararlı kalabilmesi için kuvvet yasasında $n < 3$ şartının sağlanması gerekmektedir.
- Çalışmanın odağı olan $1/r^3$ kuvvet alanında ($n = 3$), etkin potansiyel kararlı bir kuyu oluşturamaz ve parçacık yörüngeyi tamamen çıkararak kararsız bir hareket sergiler.
- Sabit bir yörünge yokluğunda parçacığın hareketi; çekim kuvveti ile itici merkezkaç bariyeri arasındaki rekabete bağlıdır.
- Parçacık, bu kuvvetlerin baskınlık durumuna göre kapalı yörüngeler yerine **Cotes Spirallerine** (merkeze düşen Poincot, asimptotik Hiperbolik veya sistemden kaçan Epispiral) dönüşmektedir.

KAYNAKÇA

- Marion, T., Özdemir, M., Ufuktepe, Y. (2011). *Parçacıklar ve Sistemler İçin Klasik Dinamik*. Akademi Yayıncılık.
- Taylor, J. (2004). *Classical Mechanics*. MIT Press.
- Goldstein, H., Poole, C., Safko, J. (2002). *Classical Mechanics*. Addison Wesley.



ABSTRACT

This thesis presents a comprehensive study of gravitational wave physics, from Newton's gravitational field equation to observational data analysis. Starting from the limitations of classical gravity theory, the Einstein Field Equations are derived, the linearized gravitational wave equation is obtained, and the transverse-traceless gauge is established. The quadrupole formula is derived, and the gravitational wave strain from compact binary systems is expressed in terms of observable parameters. The detection principles of laser interferometric observatories are described alongside the fundamental noise limits of Advanced LIGO. The Bayesian parameter estimation framework is then presented and applied to the first directly detected gravitational wave event, through which the source parameters of the binary black hole system are inferred. Finally, the future prospects of gravitational wave astronomy are discussed, covering multi-messenger observations and the scientific goals of next-generation detector projects.

EINSTEIN FIELD EQUATIONS & SPACETIME CURVATURE

In General Relativity, gravity is a manifestation of spacetime curvature. The relationship between the distribution of mass and energy and the geometry of spacetime is encoded in the Einstein Field Equations [1]:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu}$$

where $G_{\mu\nu}$ is the Einstein tensor encoding the curvature of spacetime, and $T_{\mu\nu}$ is the stress-energy-momentum tensor describing the distribution of mass and energy. In vacuum ($T_{\mu\nu} = 0$) and in the weak-field limit, the metric is decomposed as $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, where $\eta_{\mu\nu}$ is the flat Minkowski background and $h_{\mu\nu}$ is a small perturbation. Applying the Lorenz gauge condition, the Einstein equations reduce to [2]:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \bar{h}_{\mu\nu} = 0$$

$\bar{h}_{\mu\nu}$ is the trace-reversed perturbation. This is a wave equation propagating at speed c . In the transverse-traceless gauge, only two physical polarization states h_+ and h_\times survive.

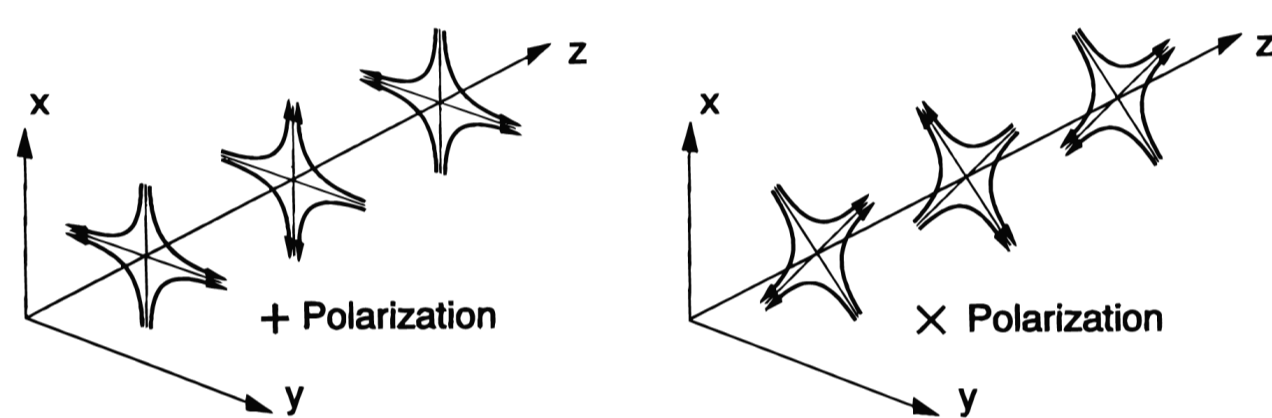


Figure 1: Two polarizations of a gravitational wave [4]

GRAVITATIONAL WAVES FROM BINARY SYSTEMS

In the presence of a matter source, the wave equation is solved using the Green's function method. In the far-field zone, the quadrupole formula relates the strain to the mass distribution of the source:

$$h_{ij}^{TT}(t, r) = \frac{2G}{r} \ddot{I}_{ij}^{TT}(t - r)$$

where r is the luminosity distance to the source and \ddot{I}_{ij}^{TT} is the second time derivative of the transverse-traceless projection of the mass quadrupole moment tensor. Applying this formula to a binary system in a circular orbit and eliminating the unobservable orbital separation via Kepler's third law introduces the chirp mass \mathcal{M} as the fundamental parameter governing the frequency evolution of the inspiral:

$$\frac{df_{gw}}{dt} = \frac{96}{5} \pi^{8/3} \left(\frac{G\mathcal{M}}{c^3}\right)^{5/3} f_{gw}^{11/3}, \quad \mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}$$

where f_{gw} is the gravitational wave frequency and m_1, m_2 are the component masses. Since \mathcal{M} appears at the lowest post-Newtonian order, it is constrained with substantially greater precision than the individual masses. The observable strain expressions are:

$$h_+(t) = \frac{4}{r} \left(\frac{G\mathcal{M}}{c^2}\right)^{5/3} \left(\frac{\pi f_{gw}}{c}\right)^{2/3} \frac{1 + \cos^2 i}{2} \cos(2\pi f_{gw} t_{ret})$$

$$h_\times(t) = \frac{4}{r} \left(\frac{G\mathcal{M}}{c^2}\right)^{5/3} \left(\frac{\pi f_{gw}}{c}\right)^{2/3} \cos i \sin(2\pi f_{gw} t_{ret})$$

where i is the inclination angle between the orbital angular momentum and the line of sight. The suppression of the strain amplitude by the G/c^4 factor implies that a typical extragalactic binary merger produces $h \sim 10^{-21}$ at Earth, necessitating an extremely sensitive detection method.

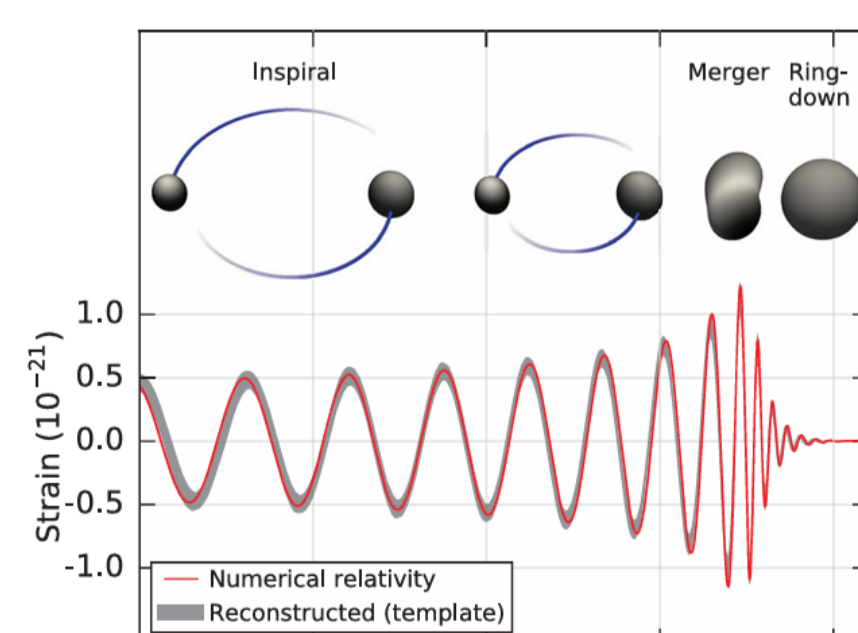


Figure 2: The waveform illustrates the evolution of the strain amplitude across the inspiral, merger, and ringdown phases of the binary coalescence.

DETECTION OF GRAVITATIONAL WAVES

The geodesic deviation equation establishes that a gravitational wave induces a physical strain on freely falling test masses

$$\frac{\delta L(t)}{L} = \frac{1}{2} h(t)$$

where δL is the differential arm length change and L is the equilibrium arm length. This effect is measured using the geometry of a Michelson interferometer. A laser beam is divided equally into two perpendicular 4 km arms. Reflecting approximately 300 times per arm, an effective optical path length of approximately 1,200 km is achieved. In the absence of a perturbation, the two beams recombine in perfect destructive interference. A passing gravitational wave introduces a differential arm length change, breaking this condition and producing a measurable signal at the photodetector. For $h \sim 10^{-21}$, the displacement is $\delta L \approx 2 \times 10^{-18}$ m.

Advanced LIGO was constructed at two geographically separated sites: Hanford, Washington and Livingston, Louisiana. The 3,000 km separation enables source localization and rejection of noise-induced accidental coincidences. In 2017, the Advanced Virgo detector in Cascina, Italy joined the network, substantially improving sky localization of gravitational wave sources.

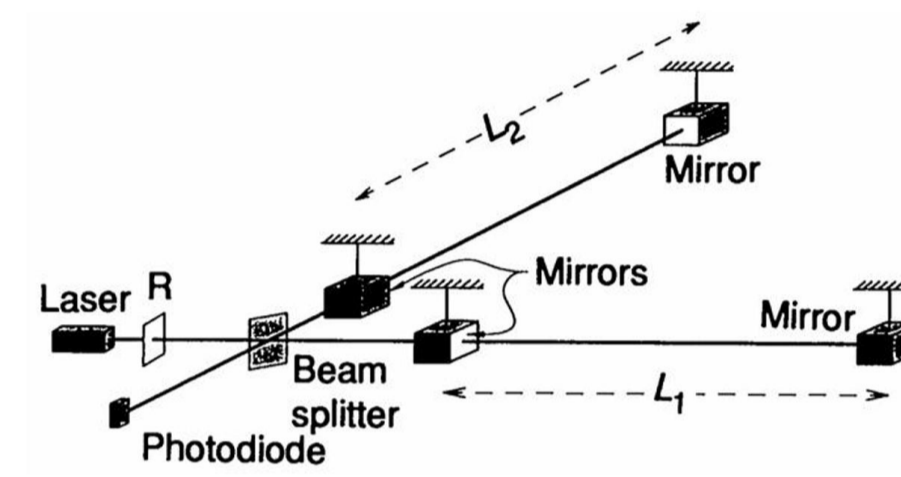


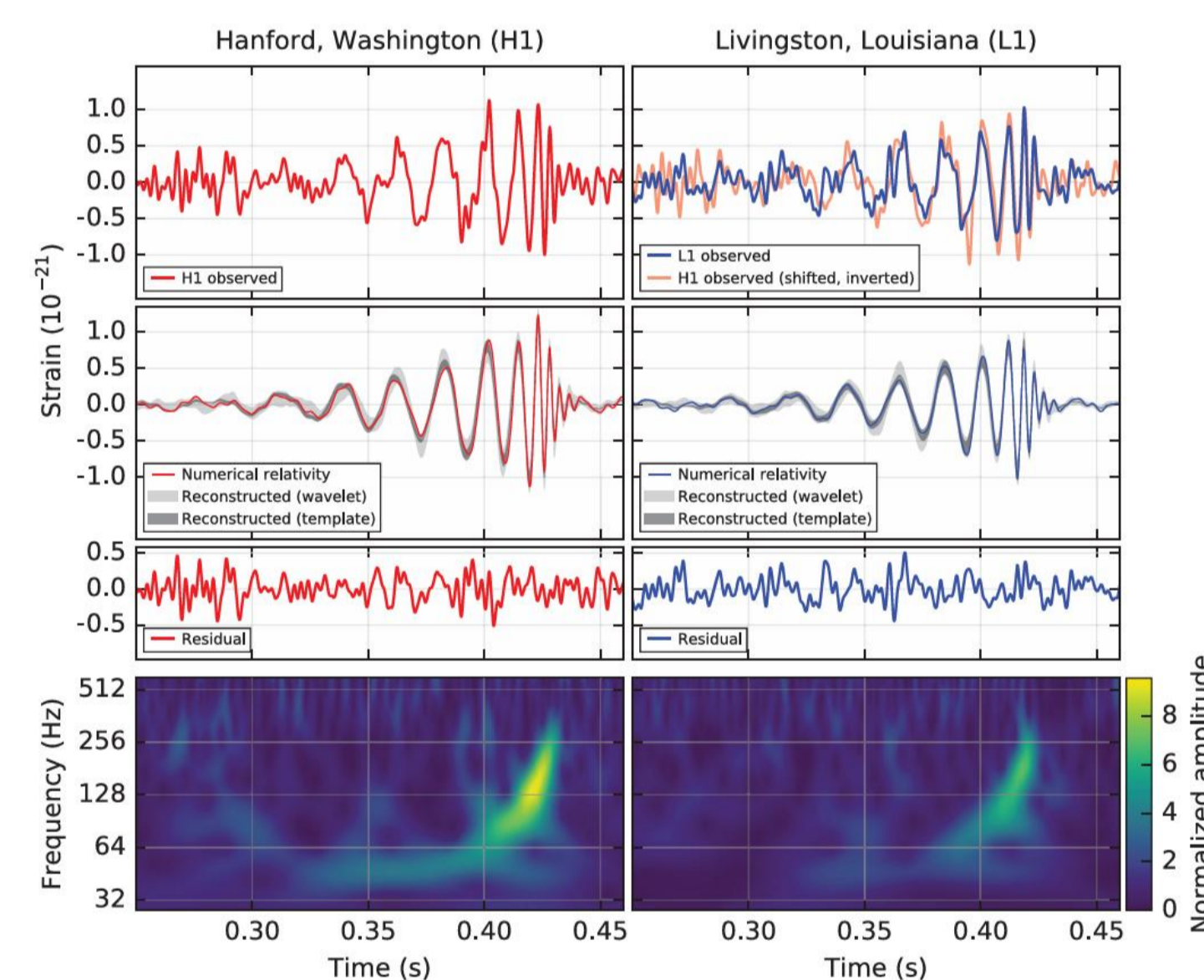
Figure 3: A schematic view of a laser interferometer gravitational wave detector.



Figure 4: Aerial photograph of the LIGO at Livingston.

THE FIRST DIRECT OBSERVATION OF GRAVITATIONAL WAVES

On September 14, 2015, the two Advanced LIGO detectors recorded a gravitational wave signal for the first time in history [3]. Two independent search pipelines identified the event with a significance exceeding 5.1σ , corresponding to a false alarm rate of less than one event per 200,000 years. The physical parameters of the source were extracted from the detected strain data using the Bayesian parameter estimation framework.



Parameter	Value
m_1^{source}	$35.8^{+5.3}_{-3.9} M_\odot$
m_2^{source}	$29.1^{+3.7}_{-4.4} M_\odot$
\mathcal{M}	$28.0^{+1.8}_{-1.5} M_\odot$
M_f^{source}	$62.0^{+4.0}_{-3.7} M_\odot$
Final spin a_f	$0.67^{+0.05}_{-0.07}$
Luminosity distance r	410^{+160}_{-180} Mpc
Radiated energy	$\approx 3 M_\odot c^2$

BAYESIAN PARAMETER ESTIMATION

The detector output is modeled as $d^{(k)}(t) = h^{(k)}(t | \theta) + n^{(k)}(t)$, where $h^{(k)}(t | \theta)$ is the theoretical waveform and $n^{(k)}(t)$ is the instrumental noise. Applying Bayes' theorem yields the posterior distribution of the source parameters

$$p(\theta | \mathbf{d}) = \frac{\mathcal{L}(\mathbf{d} | \theta) p(\theta)}{\int \mathcal{L}(\mathbf{d} | \theta') p(\theta') d\theta'}$$

where $\mathcal{L}(\mathbf{d} | \theta)$ is the likelihood function measuring how well a waveform template with parameters θ matches the observed data, and $p(\theta)$ is the prior distribution. For GW150914, the parameter vector θ consists of fifteen components including component masses, spins, sky location, luminosity distance, and inclination angle. Analytical evaluation of the posterior over this high-dimensional space is not tractable. A template library of over 250,000 waveforms is constructed and the posterior is sampled using Markov Chain Monte Carlo and nested sampling algorithms, requiring several days of supercomputer computation time.

CONCLUSION

This thesis has traced the evolution of gravitational wave physics from its classical foundations to a modern observational science. Starting from the shortcomings of Newtonian gravity, the Einstein Field Equations were derived, and the existence of gravitational waves was established through the linearization of general relativity. The generation of gravitational radiation was linked to its astrophysical sources, and the strain from compact binary systems was expressed in terms of directly observable parameters. The detection principles and fundamental noise limits of Advanced LIGO were then examined, followed by the Bayesian parameter estimation framework, through which the physical properties of a source are systematically inferred from detector data. Within a single decade, gravitational wave astronomy has transformed from a theoretical prediction into a mature observational discipline. With next-generation detectors and multi-messenger observations on the horizon, the theoretical framework that began with Einstein's field equations continues to open unprecedented windows onto the universe.

REFERENCES

- [1] Einstein, A. (1916). *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie* (Vol. 354).
- [2] Einstein, A., & Rosen, N. (1937). On gravitational waves. *Journal of the Franklin Institute*, 223(1).
- [3] Abbott, Benjamin P., et al. "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger." *Physical review letters* 116.6 (2016): 061102.
- [4] Abramovici, Alex, et al. "LIGO: The laser interferometer gravitational-wave observatory." *science* 256.5055 (1992): 325-333.



**THERMODYNAMIC ENERGY CYCLE IN PRESSURIZED WATER REACTOR AND REACTOR
CORE ANALYSIS IN PWR-BASED SMALL MODULAR REACTOR TECHNOLOGY**

Samet Kaan Selçak - 20022050

Prof.Dr.Kutsal BOZKURT

Abstract

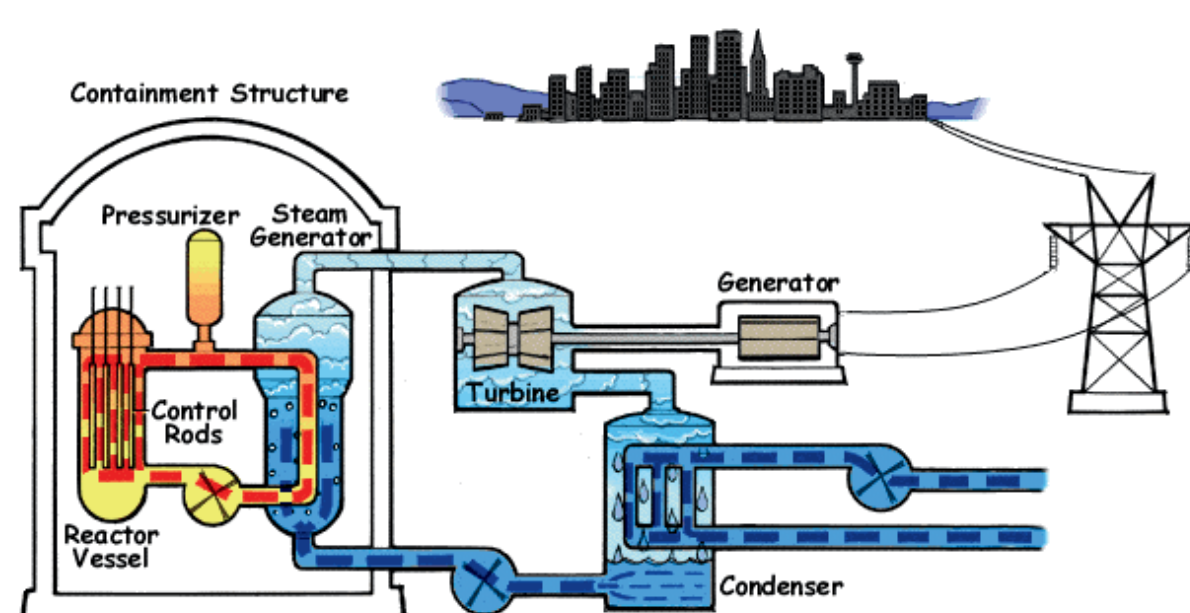
Small Modular Reactors (SMRs) represent a paradigm shift in nuclear engineering, moving away from gigawatt-scale complexities toward factory-fabricated, scalable, and inherently safe fission systems. Grounded in the core physics of thermal-neutron-induced fission, advanced SMR designs leverage compact core geometries and integral PWR configurations to optimize neutron economy and extend refueling intervals. This study evaluates the critical synergy between thermodynamic energy cycles and passive safety systems—such as natural circulation, gravity-driven cooling, and negative reactivity feedback coefficients. By operating independent of external power or active pumping, these mechanisms redefine decay-heat removal during severe accidents. Ultimately, SMR technology bridges the gap between established nuclear physics and modern grid flexibility, offering a safer, proliferation-resistant, and economically predictable future for global clean energy.

Introduction

Small Modular Reactors (SMRs) redefine nuclear energy by integrating innovative thermodynamics, precise neutron economy, and physics-driven passive safety into a single, compact architecture. This study focuses on the reactor core, neutron cross-sections and classical PWR thermal-hydraulic cycles in next-generation PWR-based SMR designs.

Loop Cycle in PWR

A Pressurized Water Reactor (PWR) is a widely used commercial nuclear-power concept where heat produced in the core is carried by pressurized water via three main systems [1, 2]:



Primary Loop: The primary loop is a highly pressurized, closed system engineered to transfer nuclear fission heat from the reactor core to the steam generator. To optimize heat transfer without phase change, the coolant water is kept under extreme pressure, preventing it from boiling even at several hundred degrees Celsius.

Secondary loop: The secondary loop functions as a completely isolated power-generation engine, ensuring that electricity is produced in a clean, radiation-free environment. It converts the thermal energy extracted from the reactor into mechanical rotation, and ultimately, into electrical power.

Cooling loop: The cooling loop is the cycle in which cold water is taken from the sea or a river to cool the exhaust steam leaving the turbine and convert it back into liquid water.

Mathematical Modeling of Turbine Torque and Power

According to Euler's Equation of Motion, the momentum of an inviscid fluid is conserved, stating that the acceleration of any fluid element is driven entirely by the pressure gradients and external body forces acting upon it.

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \nabla_j v_i \right) = -\nabla_i p + \rho g_i$$

If flow is steady and the pipe is horizontal then:

$$\frac{dP}{\rho} = -VdV$$

As long as dP/ρ equals the enthalpy change:

$$h_1 - h_2 = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2}$$

The torque acting on turbines:

$$\tau = \dot{m}r (V_{\theta,1} - V_{\theta,2})$$

So mechanical power $\tau\omega$ is:

$$W_t = \dot{m}U(V_{\theta,1} - V_{\theta,2})$$

Which is known as Euler Turbine Equation and U represents to blades linear velocity (ωr).

The generator directly connected to the turbine shaft converts rotational motion into electrical energy through electromagnetic induction and relationship between mechanical and electrical torque:

$$\tau_{mechanic} = \tau_{electric}$$

As long as electrical torque is:

$$NI\Phi \sin \varphi$$

Then;

$$NI_a \Phi \sin \varphi = \dot{m}r \left[\sqrt{2(h_1 - h_2)} \cos \alpha_1 - V_2 \cos \alpha_2 \right]$$

If we rewrite the mechanical power as and put enthalpy we get:

$$\dot{W}_t = \tau\omega = \dot{m}U \left[\sqrt{2(h_1 - h_2)} \cos \alpha_1 - V_2 \cos \alpha_2 \right]$$

Since not all mechanical power can be converted into electrical power, we multiply by an efficiency factor η . Moreover electrical power generated is equal, on the grid side, to the three-phase AC power expression:

$$\sqrt{3}V_L I_L \cos \theta = \eta \dot{m}U \left[\sqrt{2(h_1 - h_2)} \cos \alpha_1 + V_2 \cos \alpha_2 \right]$$

Neutron Capture Cross Section

The neutron capture cross section is a measure of how effectively a material absorbs neutrons. The total absorption cross section is the sum of the capture cross section and the fission cross section. In nuclear literature, as a standard approach, the transition probability is expressed using time-dependent perturbation theory via Fermi's Golden Rule as follows [1]:

$$R = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle|^2 \rho(E_f)$$

In the final state, the neutron has been absorbed by the nucleus, and a gamma photon is emitted, corresponding to a radiative-capture (n, γ) reaction. Therefore, the only free particle in the final state is the emitted photon in a cubic with sides length is V . The wave function of the incident free neutron:

$$\psi_i(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

Which can be expanded into partial waves in terms of spherical harmonics and spherical Bessel functions:

$$4\pi \sum_{l=0}^{\infty} i^l j_l(kr) \sum_{m=-l}^l Y_l^{m*}(\vec{k}) Y_l^m(\vec{r})$$

For low-energy neutrons, the neutron wave number approaches the limit where $k \rightarrow 0$, meaning that only s-wave scattering $l=0$ contributes to the interaction. In this low-energy regime, the absorption cross-section exhibits a classic $1/v$ behavior, making it inversely proportional to the square root of the neutron energy.

The K-Factor in SMR Core

The neutron multiplication factor, denoted as k , is one of the most fundamental and critical parameters in nuclear-reactor theory, as it determines the sustainability, rate, and stability of the chain fission reaction occurring within the reactor core. Rate of change of neutron density with respect to time is equal to the difference between the neutron-generation rate and the neutron-removal rate within the reactor system, within neutron diffusion theory, neutron leakage is modeled using Fick's law, which relates the neutron-current density to the gradient of the neutron flux:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nu \sum_f \phi(\vec{r}, t) - \sum_a \phi(\vec{r}, t) + D \nabla^2 \phi(\vec{r}, t)$$

If we rearrange the governing equation, we see that the multiplication factor (k) is directly dependent on the material buckling:

$$k_{eff} = \frac{k_{\infty}}{1 + \frac{D}{\Sigma_a} B^2}$$

According to result, as the reactor volume increases, the radius also increases, and since geometric buckling is inversely proportional to the square of the radius. In the case of Small Modular Reactors, which have a smaller volume compared to conventional reactors, neutron leakage is significantly higher.

Conclusions

This study confirms that scaled-down SMR core geometry increases neutron leakage, which is balanced by advanced fuel management using knowledge of tracking the low-energy cross-section behavior. Furthermore, this framework establishes a direct bridge between reactor thermal-hydraulic energy analysis and the actual electrical power generated via mechanical and electromagnetic torque.

References

[1] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. New York: John Wiley & Sons, 1988.
 [2] J. R. Lamarsh, A. J. Baratta, *Introduction to Nuclear Engineering*, 3rd ed. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 2001
 [3] P. Kundur, *Power System Stability and Control*. New York: McGraw-Hill, 1994.



2025-2026 Spring Semester - Department of Physics

A Generator-Level Study of Jet Algorithms and Event-Shape Observables for Strong Coupling Sensitivity at the FCC-ee

Velat Eskin 22022084

Advisor: Prof. Dr. Orhan Özdemir

ABSTRACT

Precision measurements at the Future Circular Collider electron-positron (FCC-ee) are expected to provide unprecedented opportunities for testing Quantum Chromodynamics and improving the determination of the strong coupling constant, α_s . Event-shape observables and jet properties in hadronic Z boson decays offer a clean environment for probing QCD radiation effects. Generator-level simulations based on PYTHIA 8, FastJet and ROOT allow the dependence of these observables on α_s to be investigated through template distributions and closure tests. The resulting studies demonstrate the sensitivity of event-shape observables to variations of α_s and provide a benchmark framework for future precision analyses at the FCC-ee.

QUANTUM CHROMODYNAMICS AND THE STRONG COUPLING CONSTANT

$$e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$$

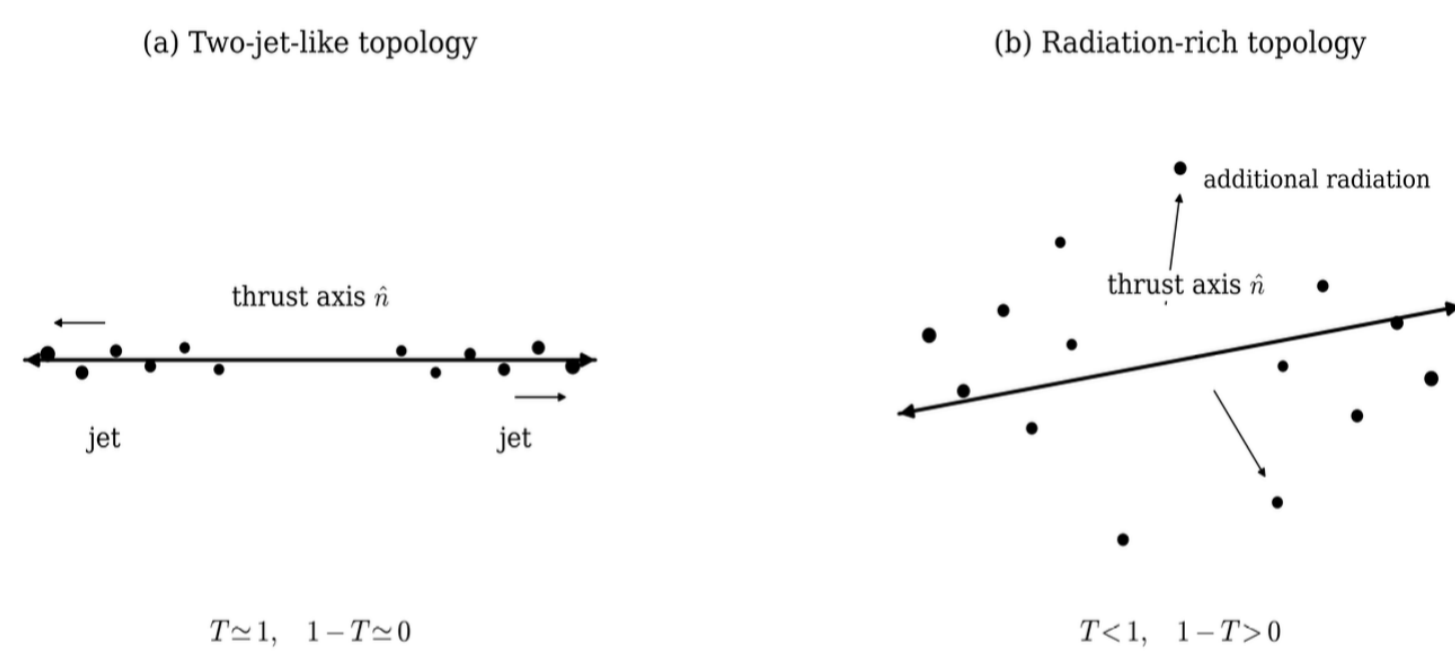
Quantum Chromodynamics (QCD) is the fundamental quantum field theory describing the strong interaction between quarks and gluons. Unlike Quantum Electrodynamics, the non-Abelian $SU(3)_c$ gauge symmetry of QCD allows gluons to self-interact, leading to the defining phenomena of color confinement at low energies and asymptotic freedom at high energies. The intensity of these interactions is determined by the strong coupling constant, α_s , which is not fixed but "runs" depending on the energy scale (Q) of the interaction. At leading order, this running behavior is expressed as:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

EVENT-SHAPE OBSERVABLES

Event-shape observables characterize the geometry of hadronic final states and provide sensitivity to QCD radiation. The primary observable considered in this study is thrust, while 1-T, jet multiplicity, Durham y_{23} , and leading jet energy provide complementary information.

$$T = \max_{\hat{n}} \left[\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right]$$



SIMULATION FRAMEWORK

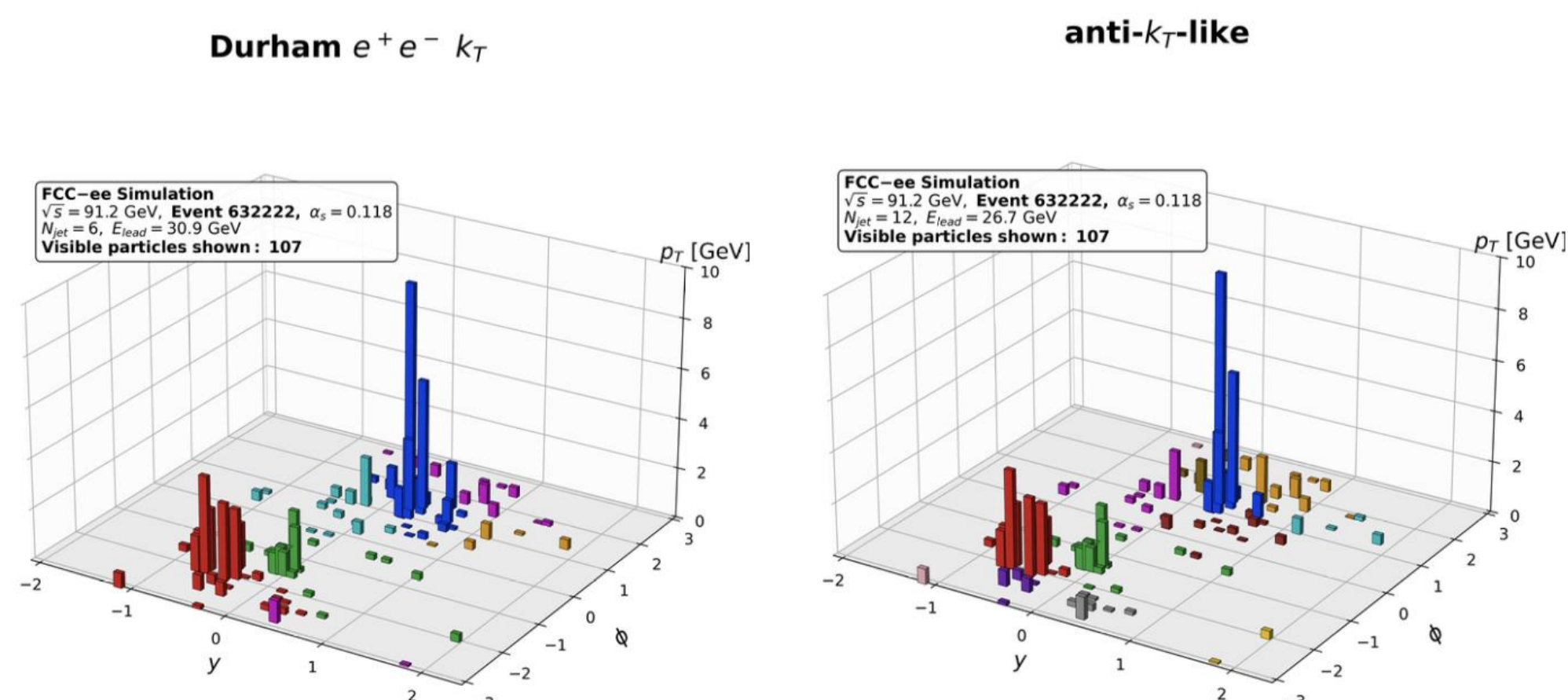


JET ALGORITHMS

Jet observables, unlike global event shapes, depend explicitly on the chosen clustering algorithm. To investigate this algorithmic dependence, the same final-state particle configuration was clustered using four different sequential recombination definitions. [2]

Algorithm	Main Characteristic
Durham	The standard reference for e+e- topologies; clusters based on energy and angular separation.
anti-k _T -like	Hard-particle-centered; produces stable, circular, and cone-like jets.
k _T -like	Soft-radiation-sensitive; softest particles are clustered first, mirroring QCD emissions.
Cambridge/Aachen-like	Purely angular-based geometrical clustering, independent of transverse momentum.

As visualized below, applying different algorithms to the exact same particle-level event yields notably different jet multiplicities (N_{jet}) and individual assignments, underscoring the necessity of strict algorithmic definitions in precision QCD studies.



TEMPLATE DISTRIBUTIONS

Template samples were generated for $\alpha_s \in [0.110, 0.130]$, where an increased α_s visibly shifts the 1-T distribution away from the two-jet limit.

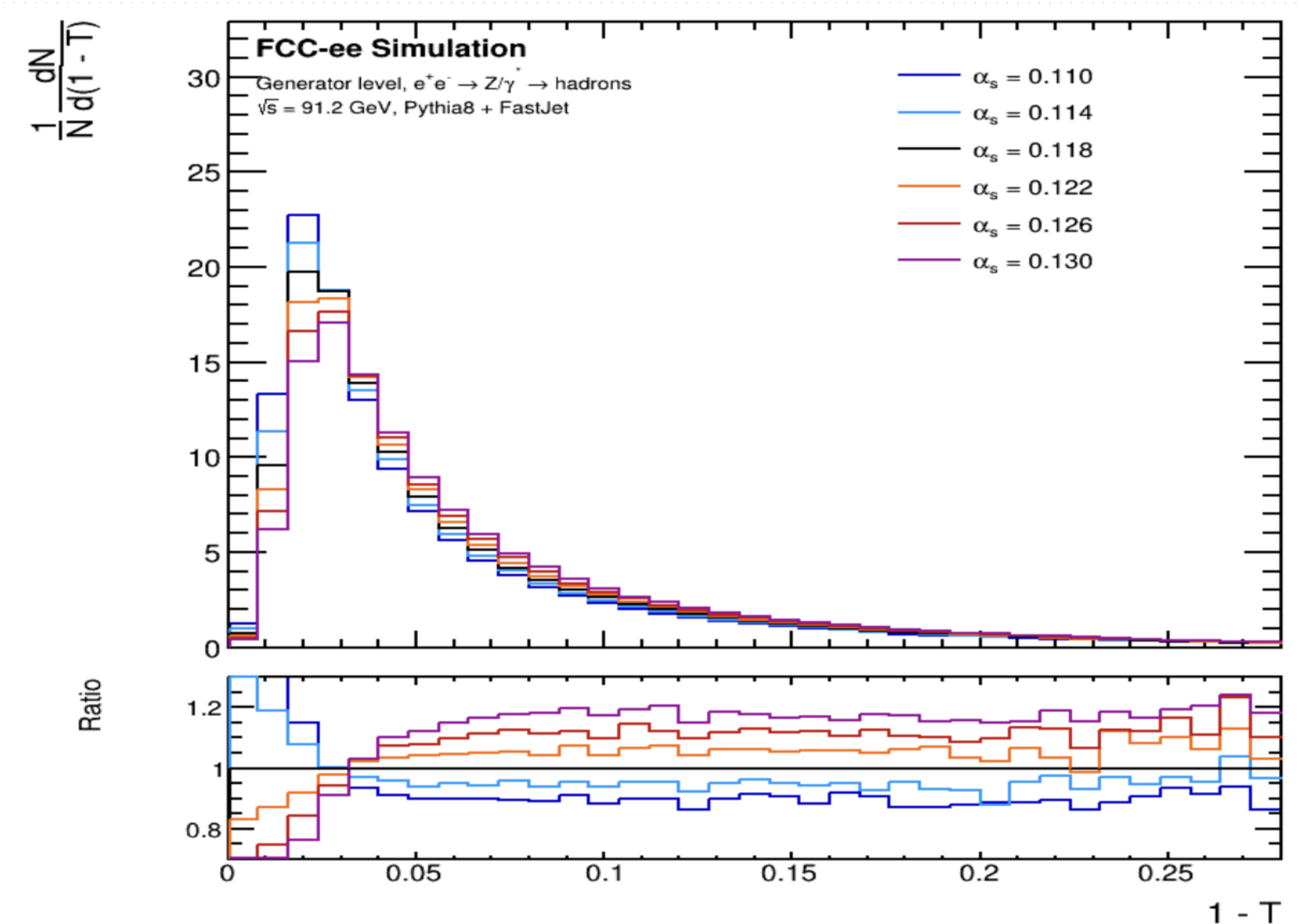


Figure 1.1 Normalized 1-T distributions for different input values of α_s . The lower panel shows the ratio of each template to the $\alpha_s = 0.118$ reference sample.

CLOSURE TEST

A template-based χ^2 comparison was performed to validate the extraction framework. The pseudo-data distribution was compared to the α_s templates, with the fit region deliberately constrained to $0.02 < 1-T < 0.25$ to avoid the singular two-jet limit and statistically sparse tail regions. A parabolic interpolation around the resulting discrete χ^2 minimum yielded a best-fit value that is in excellent agreement with the injected pseudo-data value. This confirms that the analysis chain correctly and consistently recovers the true strong coupling constant at the generator level. [3]

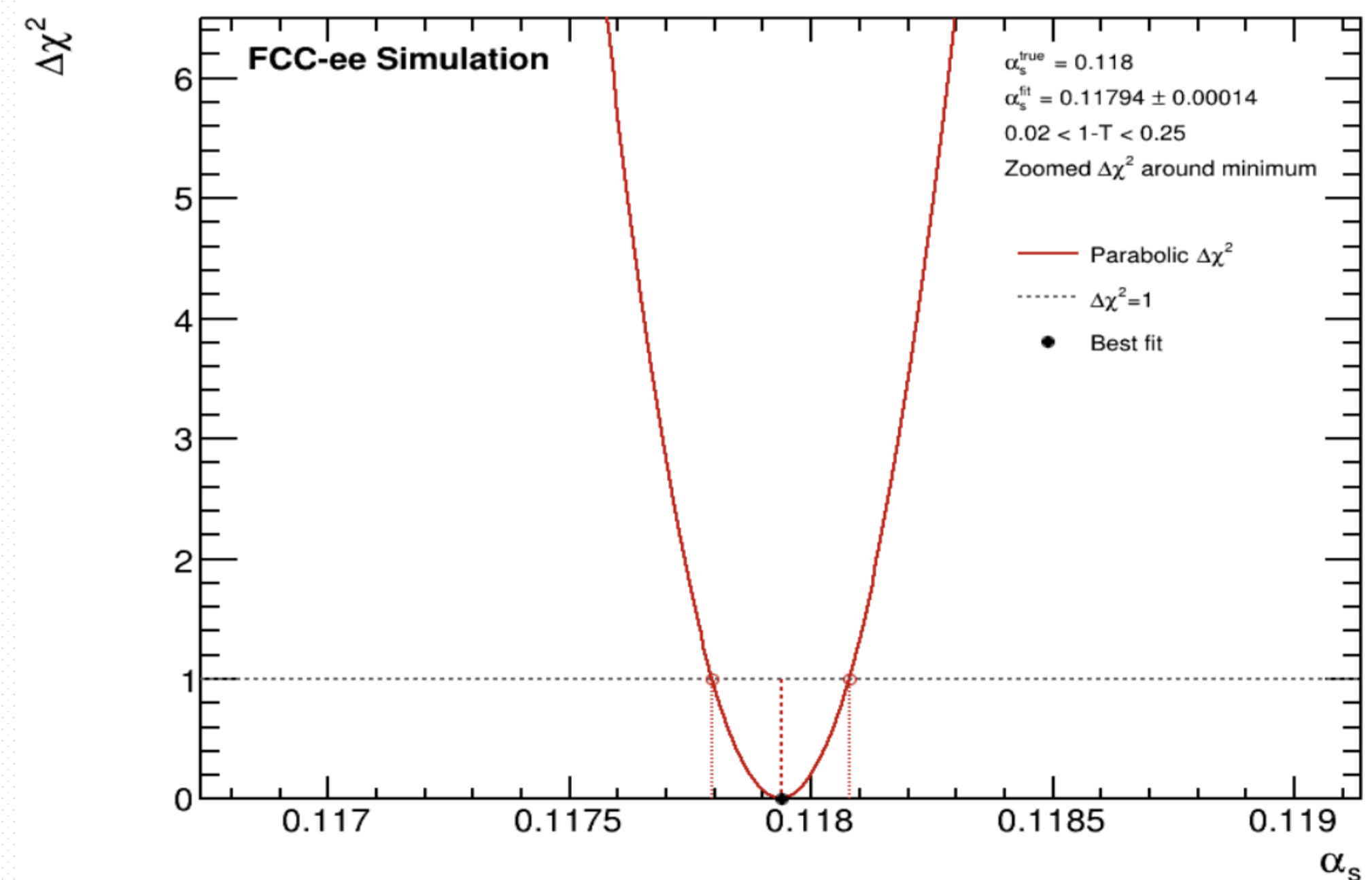


Figure 1.2 Parabolic $\Delta\chi^2$ interpolation around the closure-test minimum using the 1-T distribution. The horizontal dashed line indicates the $\Delta\chi^2 = 1$ uncertainty criterion.

$\alpha_s, \text{true} = 0.118$

$\alpha_s, \text{fit} = 0.11794 \pm 0.00014$

CONCLUSIONS

This generator-level study demonstrates that the 1-T event-shape distribution provides robust sensitivity to the strong coupling constant (α_s) in a clean e+e- environment. While jet-based observables offer complementary insights into QCD radiation, they strictly depend on the chosen clustering algorithm. Furthermore, the template-based extraction framework successfully validates internal consistency by accurately recovering the pseudo-data input value of $\alpha_s, \text{true} = 0.118$ with a fitted result of $\alpha_s, \text{fit} = 0.11794 \pm 0.00014$. Ultimately, these particle-level results establish a foundational benchmark for future high-precision QCD analyses at the FCC-ee.

REFERENCES

- [1] A. Abada et al. (FCC Collaboration), "FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2," *Eur. Phys. J. ST* 228 (2019) 261-623.
- [2] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, and B. R. Webber, "New clustering algorithm for multi-jet cross-sections in e+e- annihilation," *Phys. Lett. B* 269 (1991) 432-438.
- [3] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "The anti-k_T jet clustering algorithm," *JHEP* 04 (2008) 063.

2025-2026 SPRING SEMESTER PHYSICS DEPARTMENT
COMPARATIVE ANALYSIS OF TOTAL IONIZING DOSE (TID) AND SINGLE EVENT UPSET (SEU)
EFFECTS IN THE OPERATIONAL ORBITS OF STARLINK-3998 AND STARLINK-36853

Yakup ÇAKIR 17022014

Supervisors: Prof. Dr. Orhan ÖZDEMİR & Doç. Dr. Murat HÜDAVERDİ



SUMMARY

In this study, the radiation environment of Starlink satellites operating in Low Earth Orbit (LEO) was investigated depending on orbital altitude. Real satellite data from STARLINK-3998 operating at approximately 550 km altitude and STARLINK-36853 operating at approximately 470 km altitude were used. In addition, a hypothetical 480 km orbital scenario was created for STARLINK-3998.

The analyses were carried out using the SPENVIS software. Within the scope of the study, the effects of trapped protons, trapped electrons, Total Ionizing Dose (TID), Linear Energy Transfer (LET), Single Event Upset (SEU), and Galactic Cosmic Rays (GCR) were comparatively evaluated.

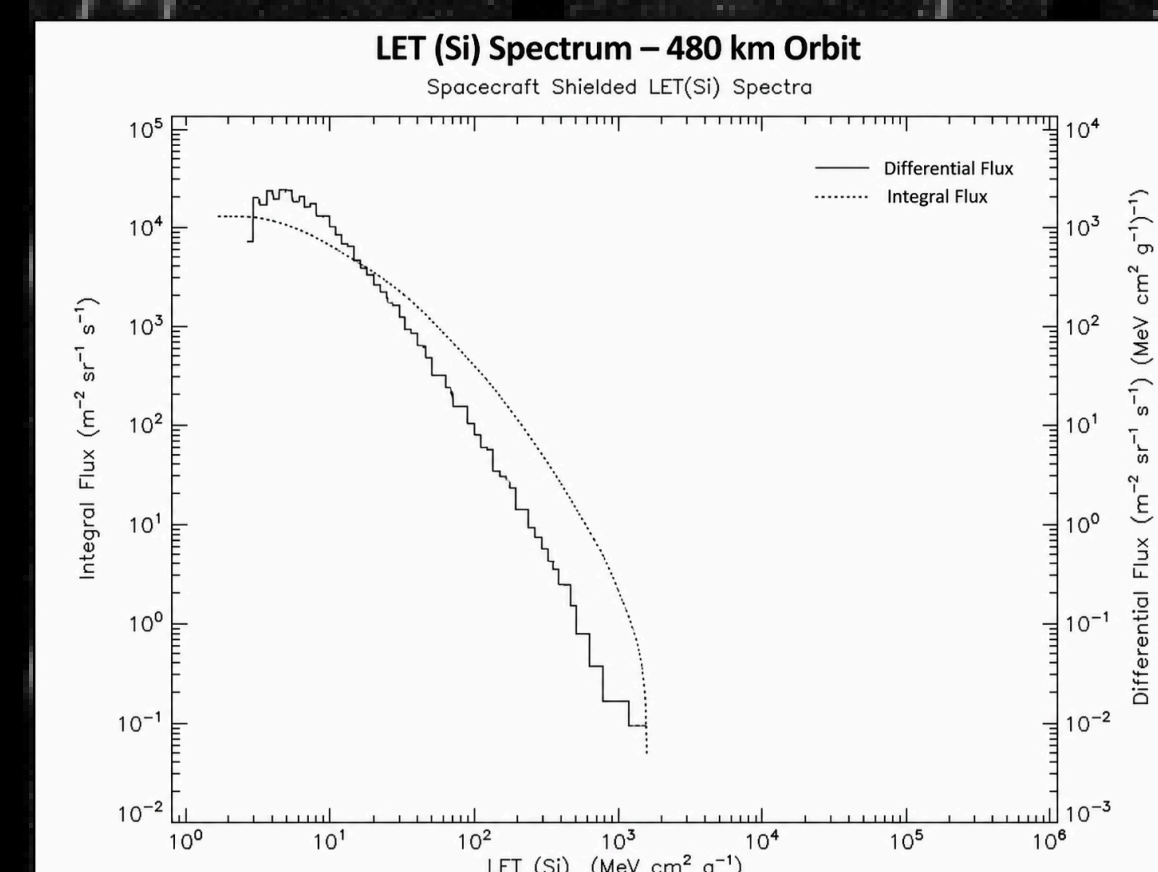
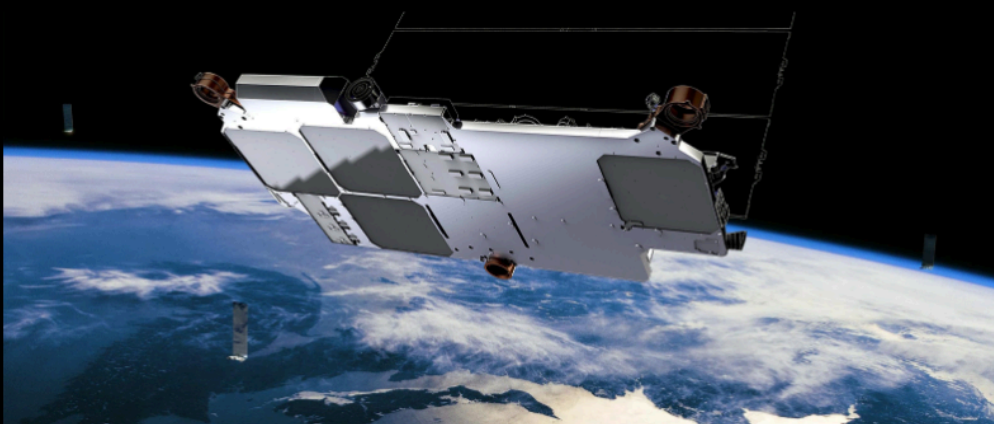
INTRODUCTION

The rapid growth of satellite communication has significantly increased the number of satellites operating in Low Earth Orbit (LEO). Among these systems, the Starlink constellation has become one of the largest active satellite networks.

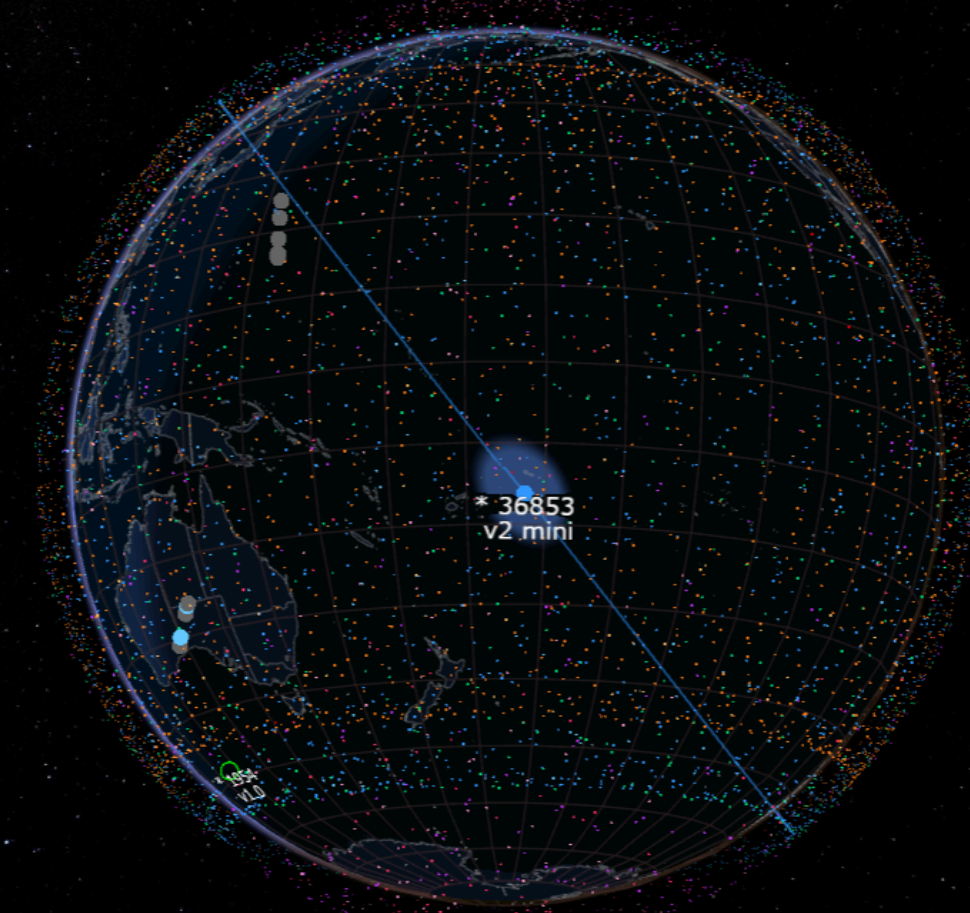
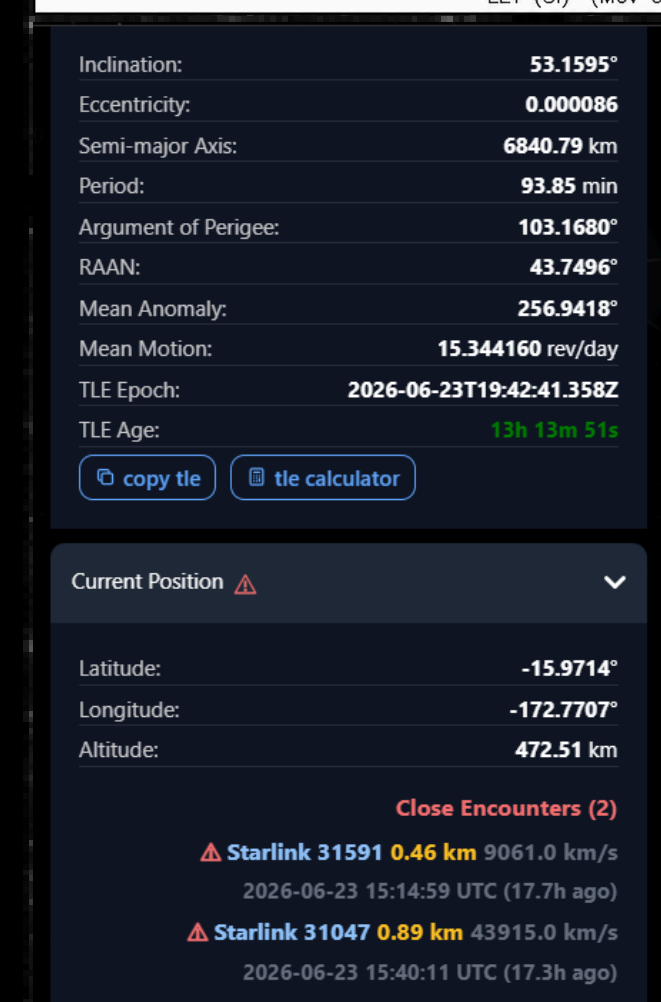
Satellites in LEO are continuously exposed to space radiation sources such as trapped protons, trapped electrons, Solar Energetic Particles (SEP), and Galactic Cosmic Rays (GCR). These radiation sources can lead to important effects including Total Ionizing Dose (TID), Single Event Effects (SEE), and Single Event Upsets (SEU), affecting satellite reliability.

In this study, the radiation environments of STARLINK-3998 and STARLINK-36853 were analyzed using SPENVIS to investigate the effect of orbital altitude on TID, LET, SEU, and GCR exposure.

Parameter	STARLINK-3998	STARLINK-36853
NORAD ID	52610	68097
Launch Date	14 May 2022	4 March 2026
Perigee Altitude	546 km	469 km
Apogee Altitude	548 km	471 km
Inclination	53.2°	53.2°
Orbit Type	Near Circular	Near Circular
Mission Duration	2 years	2 years



The LET spectrum analysis for the 480 km orbit shows that particle flux is concentrated at low and medium LET regions, while high LET events become increasingly rare. However, despite their low occurrence, high LET particles remain critical because they can trigger Single Event Upsets (SEU) and other severe radiation-induced failures in satellite electronics.

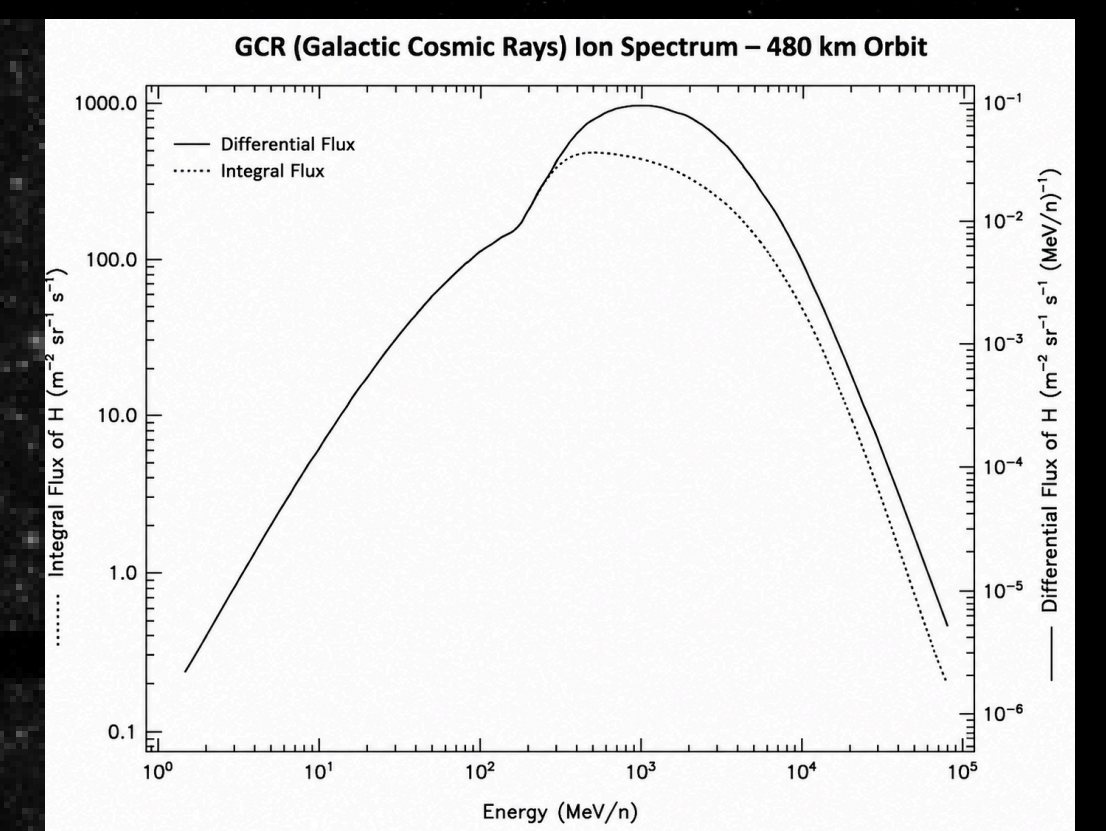
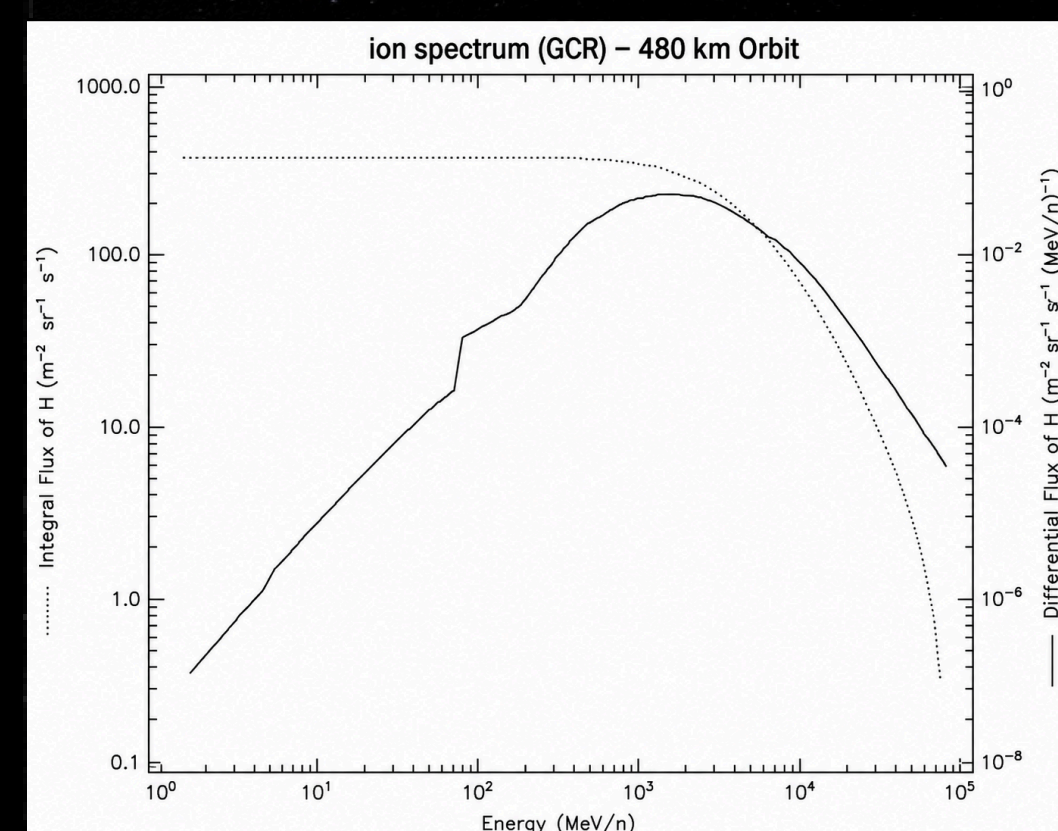


OBJECTIVE

The main objective of this study is to investigate the radiation environment of Starlink satellites operating in Low Earth Orbit (LEO) and to evaluate the effect of orbital altitude on satellite reliability. Within this scope, Total Ionizing Dose (TID), Linear Energy Transfer (LET), Single Event Upset (SEU), and Galactic Cosmic Ray (GCR) effects were comparatively analyzed for different orbital scenarios.

METHODOLOGY

The analyses were carried out using the SPENVIS (Space Environment Information System) software. Three orbital scenarios were considered: STARLINK-3998 at 550 km, STARLINK-3998 at 480 km (hypothetical), and STARLINK-36853 at 470 km. To ensure consistency, the same inclination angle (53.2°), mission duration (2 years), and shielding conditions were applied to all cases. Radiation analyses were performed using AP-8, AE-8, SHIELDOSE-2, LET Spectra, Long-Term SEU, and ISO 15390 models.



The GCR spectrum analyses show the variation of integral and differential particle flux with energy for the 480 km orbital scenario. The results indicate that GCR particles reach their maximum flux at medium energy ranges and gradually decrease at higher energies. Although the overall flux is lower compared to trapped radiation components, the extremely high energies of GCR particles make them significant contributors to high LET events, Single Event Upsets (SEU), and deep penetration effects in satellite electronics.

CONCLUSION

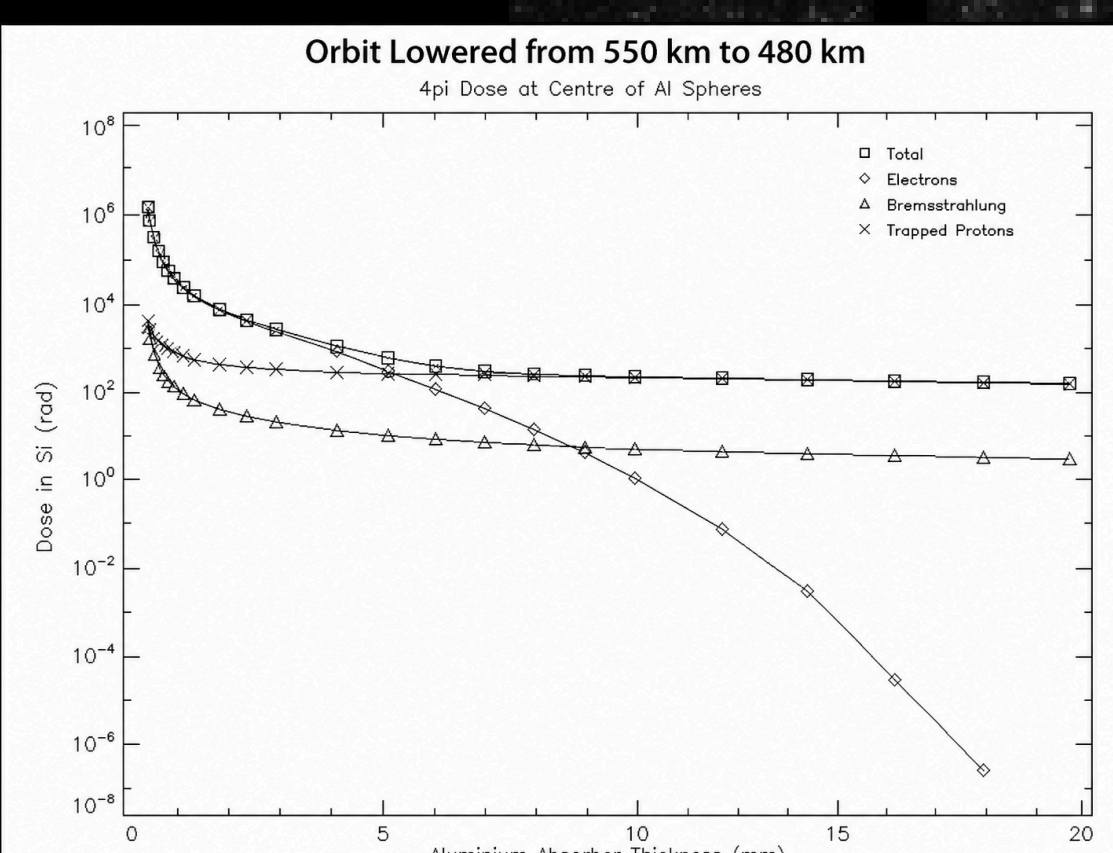
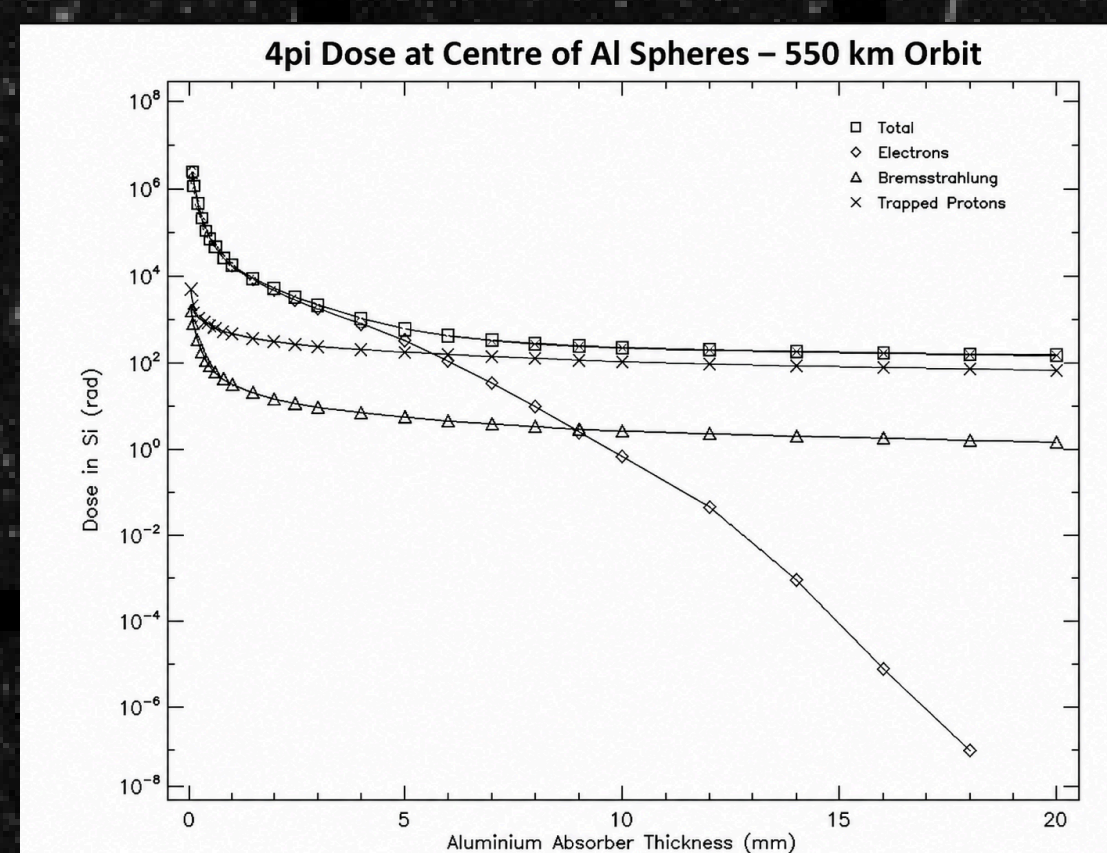
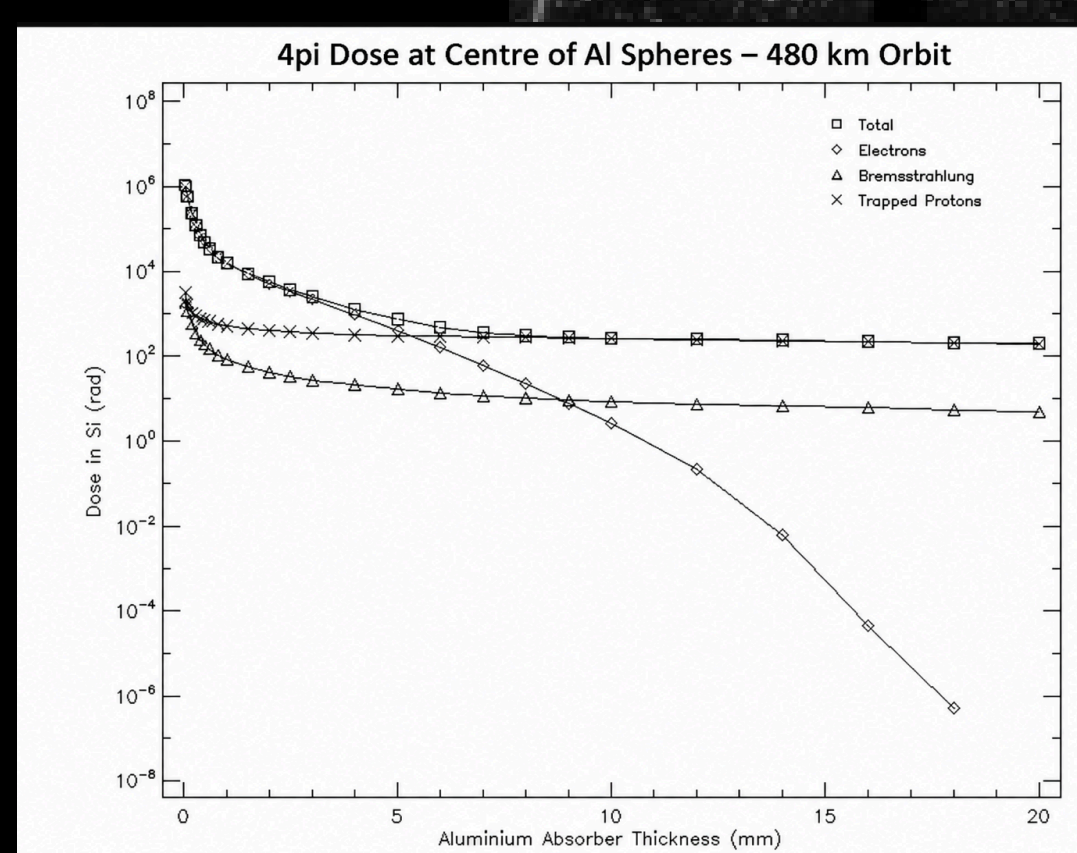
The results of this study demonstrate that orbital altitude has a significant impact on the radiation environment of Starlink satellites operating in Low Earth Orbit (LEO). Comparative analyses showed that lower orbital altitudes (470–480 km) result in reduced Total Ionizing Dose (TID) levels compared to the 550 km orbit.

The findings also indicate that trapped protons are the dominant contributors to TID, while direct ionization is the main mechanism for Single Event Upset (SEU) events. In addition, Galactic Cosmic Rays (GCR), despite their lower flux, remain critical due to their high energy and contribution to high LET effects.

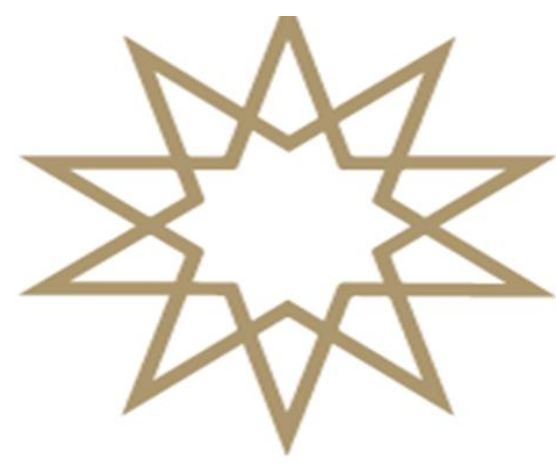
Overall, the study confirms that lower operational orbits provide a more favorable radiation environment and may improve the long-term reliability and lifetime of satellite systems.

REFERENCES

- [1] European Space Agency. **SPENVIS User Manual**. Space Environment Information System (SPENVIS), European Space Agency (ESA), Belgium.
- [2] National Aeronautics and Space Administration. **NASA Space Radiation Analysis Group (SRAG)**. Space Radiation Effects on Electronic Systems, NASA Technical Reports.
- [3] International Organization for Standardization. **ISO 15390:2004**. Space Environment (Natural and Artificial) — Galactic Cosmic Ray Model.



TID analyses performed for the 550 km, 480 km, and orbit-lowered scenarios show that orbital altitude has a significant effect on radiation exposure. The results indicate that the total ionizing dose decreases as the orbital altitude is reduced. In all cases, increasing shielding thickness provides a reduction in dose levels, although the effectiveness becomes limited at higher thicknesses. The comparative results demonstrate that lower operational altitudes offer a more favorable radiation environment for satellite electronics and contribute to improved mission reliability.



Superconducting Transmon Qubits

Yusuf Kaan KABACA 21022054

Danışman: Zeynep GÜVEN ÖZDEMİR

ABSTRACT

This study theoretically and numerically investigates the physical principles, operating mechanisms, and quantum computing applications of superconducting transmon qubits. Following an introduction to fundamental quantum concepts and superconductivity physics, the focus shifts to the transmon architecture, its evolution from the Cooper Pair Box, and the resulting anharmonic spectrum. Numerical simulations of the transmon Hamiltonian across various E_J/E_C ratios analyzed energy level evolution. Results demonstrated that large E_J/E_C regimes suppress charge-noise sensitivity while preserving sufficient anharmonicity for selective qubit control. Harmonic and anharmonic spectra were compared to highlight the role of Josephson nonlinearity. Finally, the advantages, limitations, and future potential of transmon qubits were evaluated.

INTRODUCTION

Quantum computing has emerged as one of the most significant scientific and technological developments of the twenty-first century. Unlike classical computers, which process information using binary bits restricted to the states 0 and 1, quantum computers employ quantum bits (qubits) that can exist in coherent superposition states.

Several physical implementations of qubits have been proposed, including trapped ions, photonic qubits, spin qubits, topological qubits, and superconducting circuits. Among these approaches, superconducting qubits have become one of the most promising platforms due to their scalability, compatibility with modern microfabrication techniques, and relatively fast gate operations.

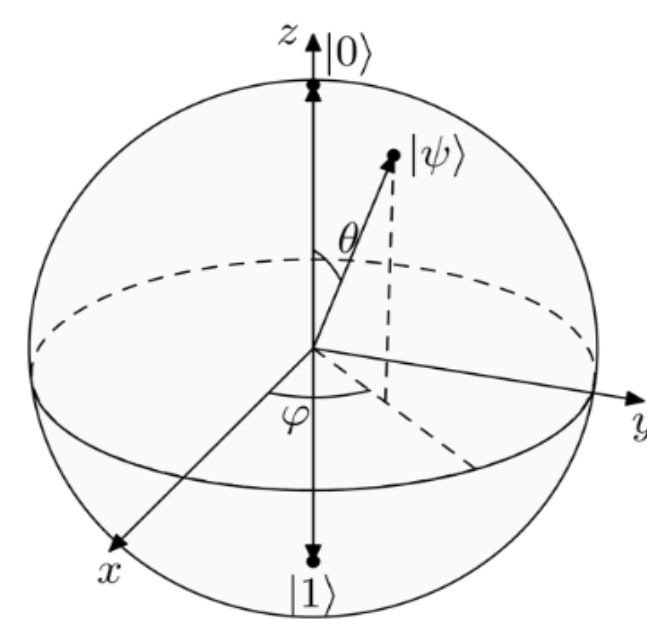
The study focuses on the transition from the Cooper Pair Box regime to the transmon regime through manipulation of the ratio between Josephson energy and Charging energy. Particular attention is devoted to the role of anharmonicity, charge noise suppression, and coherence enhancement in transmon qubits.

Qubit Representation

Quantum computers, which obey the laws of quantum mechanics rather than classical physics. Unlike a classical bit, a qubit can exist simultaneously in multiple states due to the principle of quantum superposition. This property forms the basis of the computational power of quantum computing systems.

The state of a single qubit can be visualized geometrically using the Bloch sphere. This representation maps the quantum state of a qubit onto a unit sphere in three-dimensional space and provides an intuitive framework for understanding quantum superposition, phase evolution, and qubit manipulation.

The ability of qubits to exist in superposition allows quantum computers to explore many computational paths simultaneously. This property forms the foundation of several quantum algorithms, including Shor's factoring algorithm and Grover's search algorithm.



Another essential feature of quantum mechanics is entanglement, which describes strong correlations between quantum systems that cannot be explained classically. When two or more qubits become entangled, the quantum state of each qubit can no longer be described independently of the others.

Coherence and Decoherence

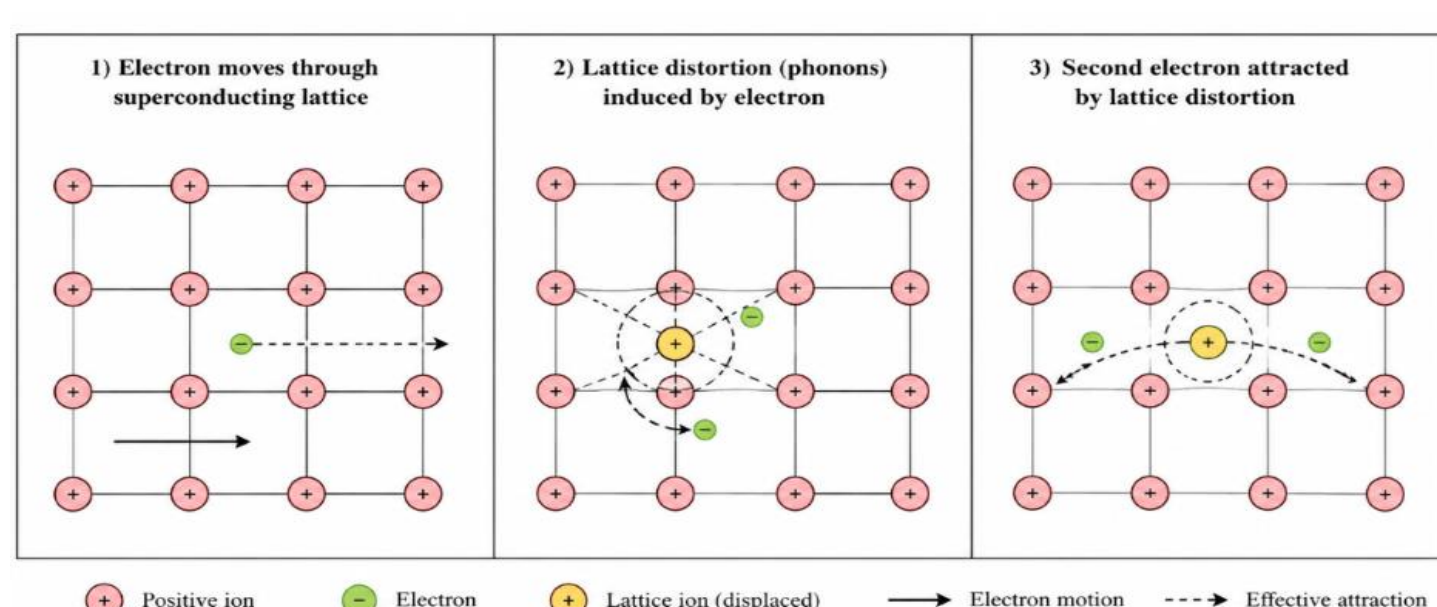
Coherence is the stable state that preserves a quantum system's phase relationships in superposition, which is essential for quantum computing, while decoherence is the loss of this delicate information due to environmental noise and material defects. This collapse, which degrades the system into a classical state, is measured by the time constants T_1 (relaxation) and T_2 (dephasing). To prevent errors, gate operation times must be significantly shorter than these decoherence limits, leading engineers to isolate systems at near-absolute-zero temperatures and deploy Quantum Error Correction (QEC) codes.

Cooper Pairs and Josephson Junction

Superconductivity is a quantum mechanical phenomenon in which certain materials exhibit strictly zero electrical resistance below a critical temperature, T_c . In conventional conductors, electrons undergo scattering due to the thermal vibrations of the crystal lattice, resulting in energy dissipation as heat which shows as resistance. As the temperature is lowered, these lattice vibrations attenuate; however, crossing below the T_c threshold triggers the emergence of an entirely new quantum state.

According to the Bardeen–Cooper–Schrieffer (BCS) theory, electrons near the Fermi surface form bound states known as Cooper pairs. Although electrons normally experience Coulomb repulsion, within a superconducting lattice, they acquire an indirect attractive interaction **mediated by** electron–phonon coupling.

Furthermore, quantum tunneling allows wave-like particles to penetrate potential barriers strictly forbidden by classical mechanics. The Josephson junction, consisting of two superconducting electrodes separated by a thin insulating layer, operates on this very principle. While this barrier acts as an electrical insulator in the classical sense, Cooper pairs can quantum-mechanically tunnel through it **by virtue of** the Josephson effect.



Transmon Qubit

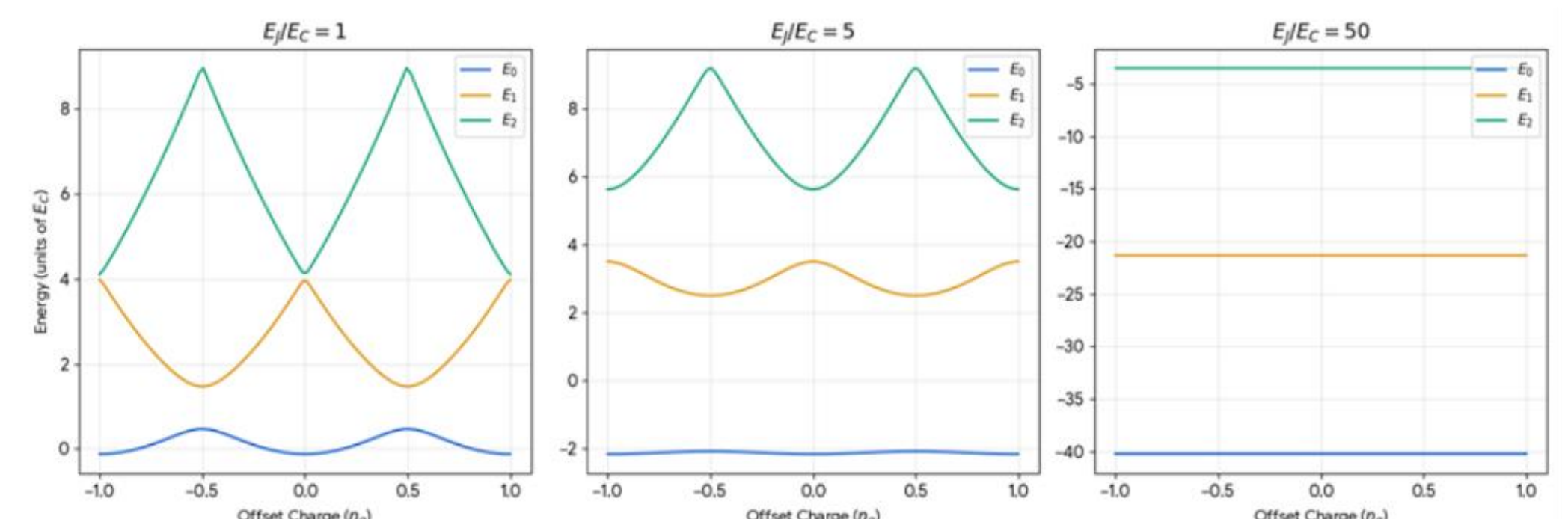
Charge qubits were among the earliest superconducting qubit architectures. Their operation is based on the control of individual Cooper pair charges on a superconducting island. However, these systems are highly sensitive to charge noise originating from environmental charge fluctuations, which significantly limits coherence times.

Transmon qubits were developed as an improved version of the Cooper Pair Box architecture. By introducing a large shunt capacitance, transmons dramatically reduce charge noise sensitivity while maintaining sufficient anharmonicity for qubit control. The transmon regime is achieved when $E_J/E_C \gg 1$ condition is achieved. This architecture currently represents the dominant superconducting qubit platform used in many quantum processors.

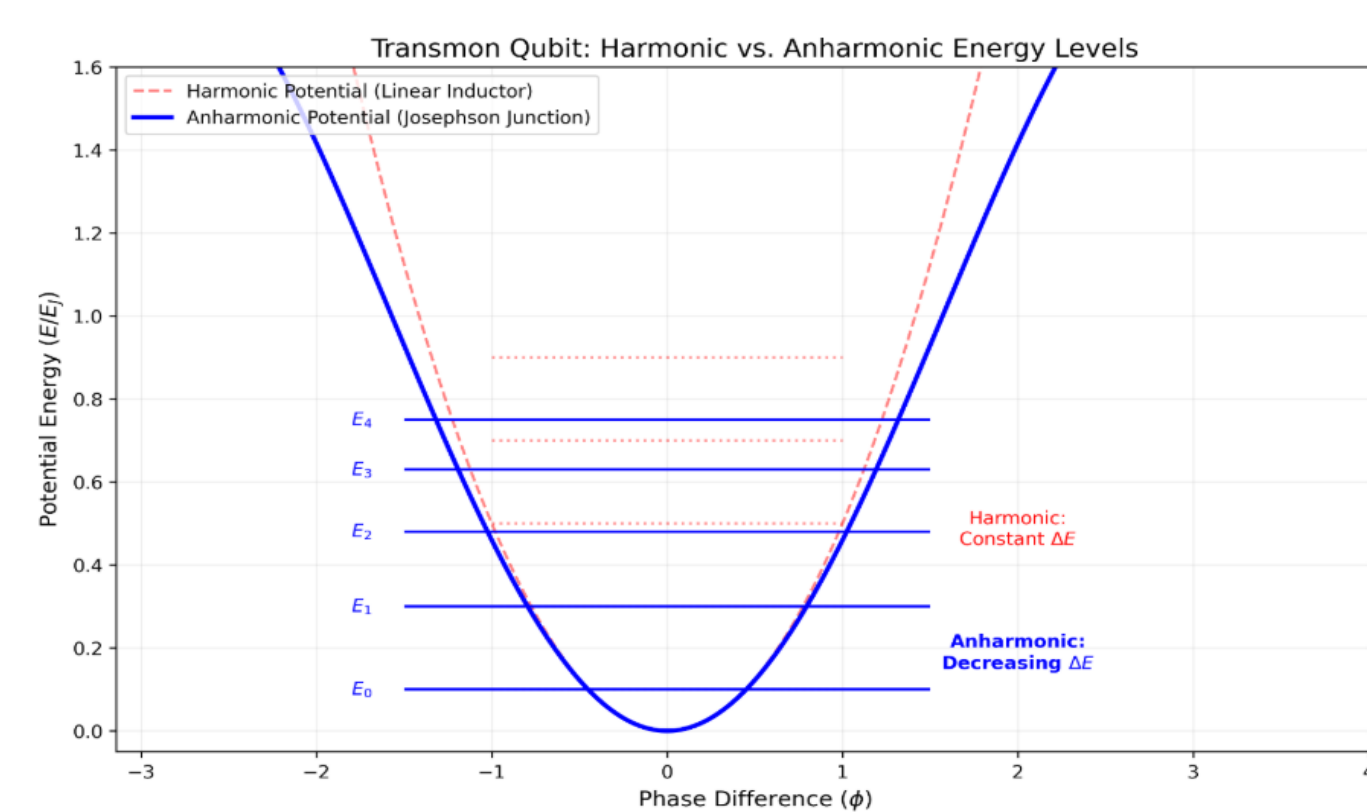
In this regime, charge dispersion decreases exponentially while sufficient anharmonicity remains for selective qubit control. Consequently, transmon qubits exhibit greatly improved coherence times compared to earlier superconducting qubit designs. Because of these advantages, transmons have become the dominant superconducting qubit platform in modern quantum processors.

Numerical Simulation and Analysis of Transmon Qubits

As the ratio E_J/E_C increases, the energy bands gradually flatten and become increasingly insensitive to offset charge variations. This behavior corresponds to the transition toward the transmon regime, where charge-noise sensitivity becomes exponentially suppressed.



To further understand the physical behavior of the transmon qubit, the harmonic and anharmonic potential profiles together with their corresponding energy spectra were analyzed.



In a harmonic oscillator, the potential energy has a purely quadratic form, resulting in equally spaced energy levels. Under these conditions, all transition frequencies between neighboring states remain identical. Consequently, an externally applied microwave pulse cannot selectively excite a single transition, as multiple transitions occur at the same frequency. Transmon qubits, however, overcome this limitation.

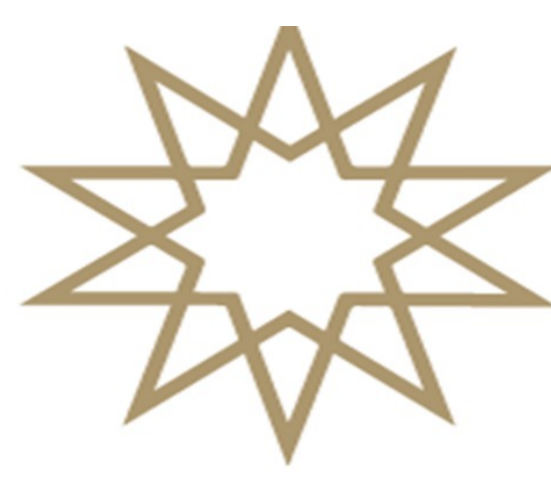
Conclusion

Simulations demonstrated that increasing the Josephson energy relative to the charging energy significantly suppresses charge-noise sensitivity and stabilizes qubit transition frequencies. Simultaneously, the Josephson nonlinearity preserves sufficient anharmonicity for selective qubit manipulation.

Ultimately, the results confirm that the transmon architecture successfully balances coherence enhancement, controllability, scalability, and fabrication practicality. For these reasons, transmon qubits remain one of the most widely adopted superconducting qubit platforms in modern quantum computing systems.

References

- [1] Nakamura, Y., Pashkin, Y. A., & Tsai, J. S. (1999). Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box. *Nature*, 398(6730), 786–788.
- [2] Koch, J., Yu, T. M., Gambetta, J., Houck, A. A., Schuster, D. I., Majer, J., ... Girvin, S. M. (2007). Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box. *Physical Review A*, 76(4), 042319.
- [3] Josephson, B. D. (1962). Possible new effects in superconductive tunnelling. *Physics Letters*, 1(7), 251–253.



2025-2026 Bahar Yarıyılı FİZİK BÖLÜMÜ

MERKÜR'ÜN GÜNBERİ NOKTASININ KAYMASI: NEWTON VE GENEL GÖRELİLİK ÇERÇEVESİNDE KURAMSAL İNCELEME

Baran Arda ACER 20022042
Danışman: Prof. Dr. Reyhan KAYA

ÖZET

Bu çalışmada, Merkür'de gözlenen ve klasik gök mekaniğiyle açıklanamayan günberi noktasının kayması, Newton kuramı ve Einstein'ın genel görelilik kuramı çerçevesinde kuramsal olarak incelenmiştir. Önce sorunun 19. yüzyıldaki keşfi ve döneme ait açıklama denemeleri anlatılmış; Newton çerçevesinde gezegen hareketinin çözümü verilerek kuramın kapalı elips öngörüsü ve kaymayı açıklamaktaki yetersizliği gösterilmiştir. Ardından eğri uzay-zamanda hareketi veren jeodezik denklemleri varyasyonel yöntemle kurulmuş, Schwarzschild metriği Einstein alan denklemlerinden türetilmiş ve bu iki sonuç birleştirilerek yaklaşık 43 yay saniyesi/yüzyıllık kayma değeri elde edilmiştir. Kuramsal değerlerin gözlemlerle uyumu tartışılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Günberi kayması, Merkür, genel görelilik, Schwarzschild metriği, jeodezik, gök mekaniği.

GÜNBERİ NOKTASI KAYMASININ KEŞFİ VE TARİHSEL ARKA PLAN

Gök Mekaniğinde Günberi Kayması

Newton kuramı iki cisim için kapalı bir elips öngörür; gerçekte diğer gezegenlerin çekimi yörünge eksenini yavaşça döndürür. Merkür'ün gözlenen toplam kayması yüzyılda yaklaşık 574" olup büyük bölümü klasik gök mekaniğiyle hesaplanır.

Le Verrier ve Anomalinin Keşfi (1859)

Le Verrier 1859'da Merkür geçişlerini çözümlenerek gözlenen kaymanın Newton değerinden yüzyılda yaklaşık 38" fazla olduğunu buldu [1]; açıklanamayan bu fazlalık ciddi bir sorundu.

Newcomb'un Düzeltmesi (1882)

Newcomb 1882'de fazlalığı yaklaşık 43" olarak kesinleştirdi [2]: $574'' \approx 531'' + 43''$. Bu $\sim 43''$ /yüzyıllık açıklanamayan terim, sonunda genel göreliliğe aktarılan sorunun temelidir.

GENEL GÖRELİLİK ÖNCESİ AÇIKLAMA DENEMELERİ

Fazlalığı klasik mekanikle açıklamak için pek çok öneri yapıldı; ya görünmeyen kütle ekleniyor ya da kuvvet yasası değiştiriliyordu.

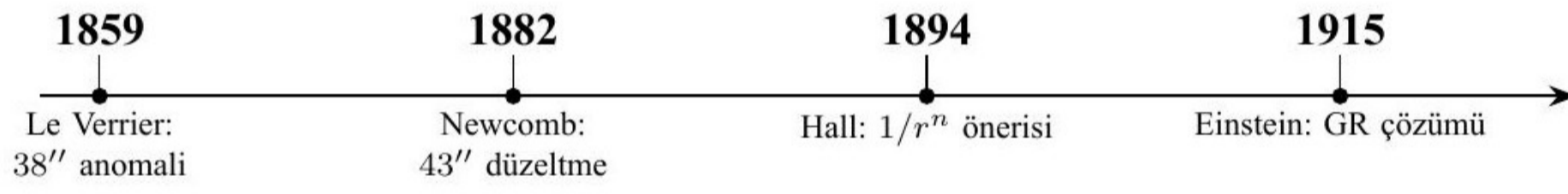
Vulkan hipotezi: Merkür-Güneş arası görünmeyen bir gezegen [3] varsayıldı; aramalarda hiçbir tekrarlanabilir gözlem bulunamadı.

Güneş'in baskılığı: Güneş'in kuadrupol momenti ek presesyon üretebilir [4]; ölçülen baskılık çok küçüktü [5], katkı birkaç yay saniyesinde kaldı.

Kütle çekim yasası: Hall $1/r^2$ yerine $1/r^n$ ($n = 2,00000016$) önerdi [6]; fiziksel temeli yoktu, diğer cisimlerle tutarsızdı.

Diğer öneriler: Hıza bağlı kuvvetler ve zodyak tozu da denendi; tutarlı bir sonuç çıkmadı.

Değerlendirme: Hepsisi klasik mekanik içinde kaldığından başarısızdı; çözüm, kütle çekiminin daha temel bir çerçevede ele alınmasını gerektiriyordu.



Tablo 1: Merkür'ün günberi anomalisinin tarihsel gelişimi; Le Verrier'nin 1859'daki keşfinden Einstein'ın 1915'teki genel görelilik çözümüne uzanan başlıca aşamalar [7].

NEWTON ÇERÇEVESİ VE BAŞARISIZLIĞI

Newton kuramında gezegen hareketi bir merkezci kuvvet problemidir; bu simetri açısal momentum ($h = r^2 d\phi/dt$) ve enerjinin korunumunu garanti eder. Kutupsal hareket denklemleri $u \equiv 1/r$ dönüşümüyle Binet denkleminde indirgenir:

$$d^2u/d\phi^2 + u = GM/h^2$$

Eksen günberiyeye hizalanınca genel çözüm $u(\phi) = GM/h^2 + A \cos \phi$ olur; buradan

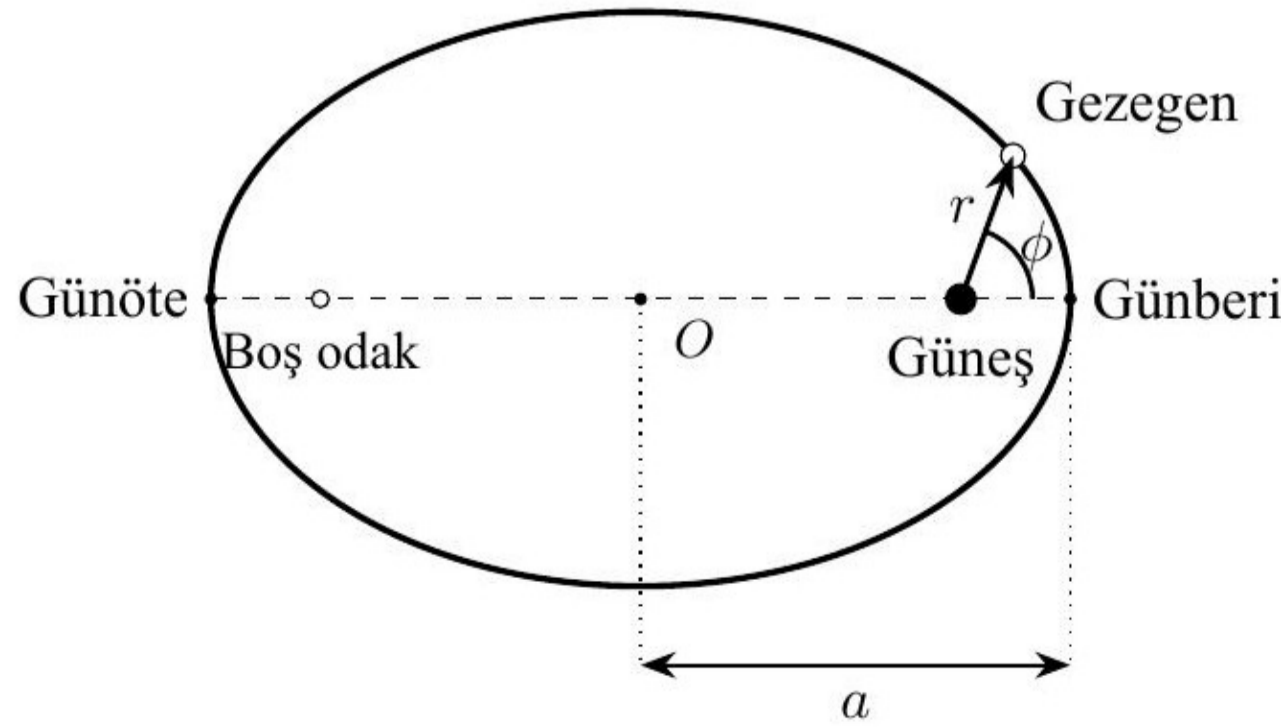
$$r(\phi) = \ell / (1 + e \cos \phi)$$

yani bağlı gezegen ($E < 0, 0 \leq e < 1$) için yörünge kapalı bir elipstir (Şekil 1).

cos ϕ terimi 2π periyotlu olduğundan her tam turda yörünge tıpatıp tekrarlanır; günberi kayması sıfır çıkar:

$$\Delta\phi = 0 \quad (\text{Newton})$$

Bu sonuç yalnızca ters kare yasasına özgüdür: $F \propto 1/r^n$ için Binet denkleminin sağ tarafı u^{-n-2} olur ve yalnız $n = 2$ 'de sabit kalıp 2π periyodunu korur. Her sapma yörüngeyi açar ve ölçülebilir bir kayma üretir. Dolayısıyla gözlenen $\sim 43''$ /yüzyıl, Newton çerçevesinin ötesine geçmeyi gerektirir.



Şekil 1: Kepler elipsi. Gezegen, Güneş'in bulunduğu odak çevresinde elips çizer; günberi en yakın, günöte en uzak noktadır. r yarıçap vektörü, ϕ gerçek anomalî, a yarı-büyük eksenidir.

KAYNAKÇA

- [1] U. J. Le Verrier, "Théorie du mouvement de Mercure," Annales de l'Observatoire Impérial de Paris, 5, 1859.
- [2] S. Newcomb, "Discussion and results of observations on transits of Mercury from 1677 to 1881," Astron. Papers Amer. Ephemeris, 1, 367-487, 1882.
- [3] R. Baum, W. Sheehan, In Search of Planet Vulcan: The Ghost in Newton's Clockwork Universe, Plenum Press, 1997.
- [4] R. H. Dicke, H. M. Goldenberg, "Solar oblateness and general relativity," Phys. Rev. Lett., 18(9), 313-316, 1967.
- [5] C. M. Will, "The confrontation between general relativity and experiment," Living Rev. Relativ., 17, 4, 2014.
- [6] A. Hall, "A suggestion in the theory of Mercury," The Astronomical Journal, 14, 49-51, 1894.
- [7] G. M. Clemence, "The relativity effect in planetary motions," Reviews of Modern Physics, 19(4), 361-364, 1947.
- [8] A. Einstein, "Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie," Sitzungsber. Preuß. Akad. Wiss., 831-839, 1915.
- [9] R. d'Inverno, Introducing Einstein's Relativity, Oxford University Press, 1992.
- [10] J. M. Weisberg, D. J. Nice, J. H. Taylor, "Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16," ApJ, 722(2), 1030-1034, 2010.
- [11] R. S. Park ve ark., "Precession of Mercury's perihelion from ranging to the MESSENGER spacecraft," Astron. J., 153(3), 121, 2017.
- [12] G. Schemm, G. Tommei, "Testing general relativity with the radio science experiment of the BepiColombo mission to Mercury," Universe, 2(3), 21, 2016.

GENEL GÖRELİLİK ÇERÇEVESİNDE ÇÖZÜM

Newton kapalı elips öngördüğünden gözlenen $\sim 43''$ /yüzyıllık fazlalığı veremedi. Çözüm, kütle çekimini uzay-zaman eğriliği üzerinden ele alan Einstein'ın genel görelilik kuramında bulundu [8]. Merkür, Güneş'in ürettiği küresel simetrik vakum alanında bir test parçacığı olarak modellenir; bu alanın çözümü Schwarzschild metriğidir. Türetim d'Inverno'nun gösterimi esas alınarak yapılmıştır [9].

Schwarzschild metriği

Boşluk Einstein alan denklemlerinin ($G_{ab} = 0$) küresel simetrik çözümü, koordinat dönüşümleriyle aşağıdaki çizgi elemanına indirgenir:

$$ds^2 = (1 - 2m/r) dt^2 - (1 - 2m/r)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$$

Burada $m \equiv GM/c^2$ geometrik kütlelerdir. Bu metrik, Güneş çevresindeki uzay-zamanın geometrisini tek bir parametreyle (m) verir.

Görelî Binet denklemleri

Zaman benzeri jeodezik için $2K = 1$ normalizasyonu, t ve ϕ koordinatlarının metriktir açıkça yer almasından doğan iki korunan nicelik birleşir: birim kütle başına enerji $k = (1 - 2m/r)\dot{t}$ ve açısal momentum $h = r^2\dot{\phi}$. Bunlar radyal hareketi tek bir bağıntıyla indirger; $u \equiv 1/r$ dönüşümü ve ϕ 'ye göre türev alındığında yörünge denklemi

$$d^2u/d\phi^2 + u = m/h^2 + 3m u^2$$

biçiminde elde edilir. Newton'un Binet denkleminde yalnızca sağ taraftaki $3mu^2$ görelî düzeltme teriminde ayrılır; gezegenlerde bu terim ana terime kıyasla çok küçüktür ama günberi kaymasının kaynağı tam olarak budur.

Pertürbatif çözüm

Düzeltilmenin küçüklüğü doğal bir parametre verir: $\epsilon \equiv 3m^2/h^2$. Çözüm ϵ kuvvetlerinde seriye açılır; sıfıncı mertebe Newton elipsini ($u_0 = (m/h^2)(1 + e \cos \phi)$) yeniden üretir. Birinci mertebe denkleminin sağ tarafındaki $2e \cos \phi$ terimi homojen denklemin öz frekansıyla rezonansa girer ve ϕ ile doğrusal büyüyen bir terim üretir. Çözüm yaklaşık olarak

$$u(\phi) \approx (m/h^2) [1 + e \cos((1 - \epsilon)\phi)]$$

biçimini alır; cos teriminin periyodu artık 2π değil, $2\pi/(1 - \epsilon) \approx 2\pi(1 + \epsilon)$ 'dir. Yörünge kapalı değildir, ardışık iki günberi arasında eksen $\Delta\phi = 2\pi\epsilon$ kadar ilerler.

Günberi kayması ve Merkür için sayısal sonuç

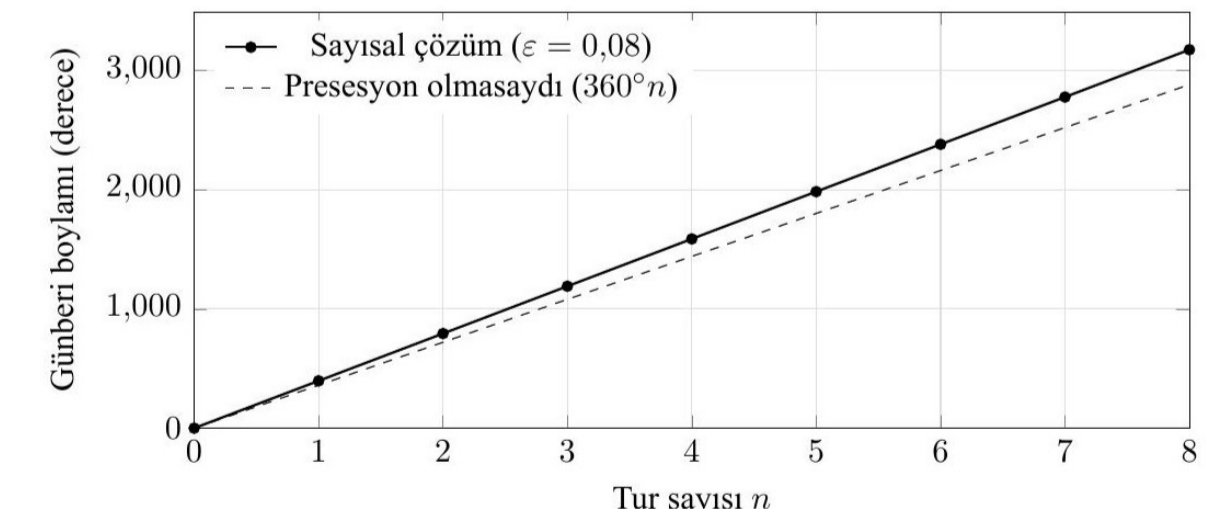
$h^2 = m \cdot a(1 - e^2)$ ve $m = GM/c^2$ bağıntıları kullanılıncaya tur başına kayma:

$$\Delta\phi = 6\pi GM / [c^2 a (1 - e^2)]$$

Merkür'ün yörünge parametreleri yerine konulduğunda $\Delta\phi \approx 42,98$ yay saniyesi/yüzyıl elde edilir; bu değer Newton'un açık bıraktığı $\sim 43''$ /yüzyıllık gözlemsel fazlalıkla uyumludur. Önemli olan, bu sonucun Merkür'e özel hiçbir parametre içermemesi ve aynı formülün diğer cisimler için de geçerli olmasıdır.

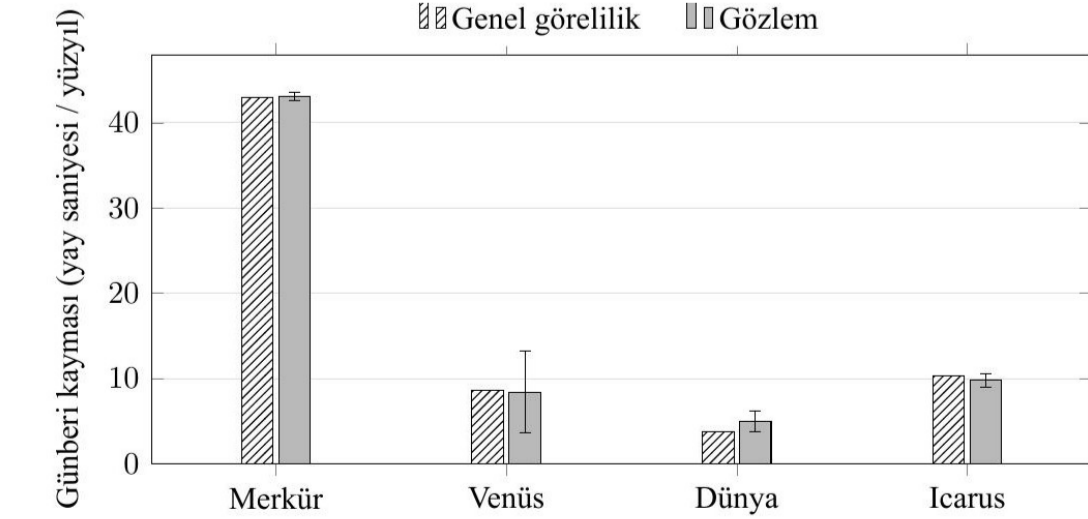
SAYISAL İNCELEME VE DOĞRULAMA

Aynı yörünge denklemi ($d^2u/d\phi^2 + u = 1 + \epsilon u^2$), seri açılımına gidilmeden dördüncü mertebeden Runge-Kutta (RK4) yöntemiyle doğrudan sayısal olarak çözülerek analitik sonuç bağımsız biçimde doğrulandı. Görünürlük için $\epsilon = 0,08$ alındı; Merkür'ün gerçek değeri $\sim 10^{-7}$ mertebesindedir.



Şekil 2: Yörünge denkleminin RK4 ile sayısal çözümünden elde edilen ardışık günberi konumları (görünürlük için $\epsilon = 0,08$).

Şekil 2'de sayısal çözüm, kayma olmasaydı beklenen 360° n doğrusundan giderek uzaklaşır; her turda günberi yaklaşık $36,6^\circ$ ilerler ve doğrusal birikim, kaymanın yörünge denkleminin doğrudan bir sonucu olduğunu nicel olarak doğrular.



Şekil 3: Artık günberi kaymasının GR öngörüsü (taralı) ile gözlenen değerlerin (gri) karşılaştırması; değerler tezdeki Tablo 3'ten [5].

Şekil 3'te dört cisim için kuramsal değerler gözlem belirsizliği aralığında kalır; Merkür küçük belirsizliği nedeniyle kuramı en sıkı sınır, Icarus ise yüksek dışmerkezliği sayesinde bağımsız bir sınama noktası sağlar [5].

MODERN DOĞRULAMALAR VE SONUÇ

Hulse-Taylor çift pulsarı PSR B1913+16'da periastron ilerlemesi Merkür'ünkinin ~ 35 000 katıdır ve GR ile uyumludur [10]; kuram hem zayıf hem güçlü alanlarda doğrulanmıştır. MESSENGER izlemesi ve radar ölçümleri Merkür kaymasını çok daha hassas vermekte [11], BepiColombo bunu daha da iyileştirmeyi hedeflemektedir [12].

Sonuç olarak, klasik girişimlerin başaramadığı sorun, Schwarzschild metriği ile jeodezik denkleminin birleştirilmesiyle ek parametre gerektirmeden $\sim 43''$ /yüzyıllık fazlalığı vermiş; küçük bir gözlem artışı köklü bir kuramsal değişime yol açmıştır.



2025-2026 Bahar Yarıyılı | FİZİK BÖLÜMÜ

HAWKING ETKİSİ VE KARA DELİK BUHARLAŞMASI

Delal Güney ERTÜRK Ç21015054

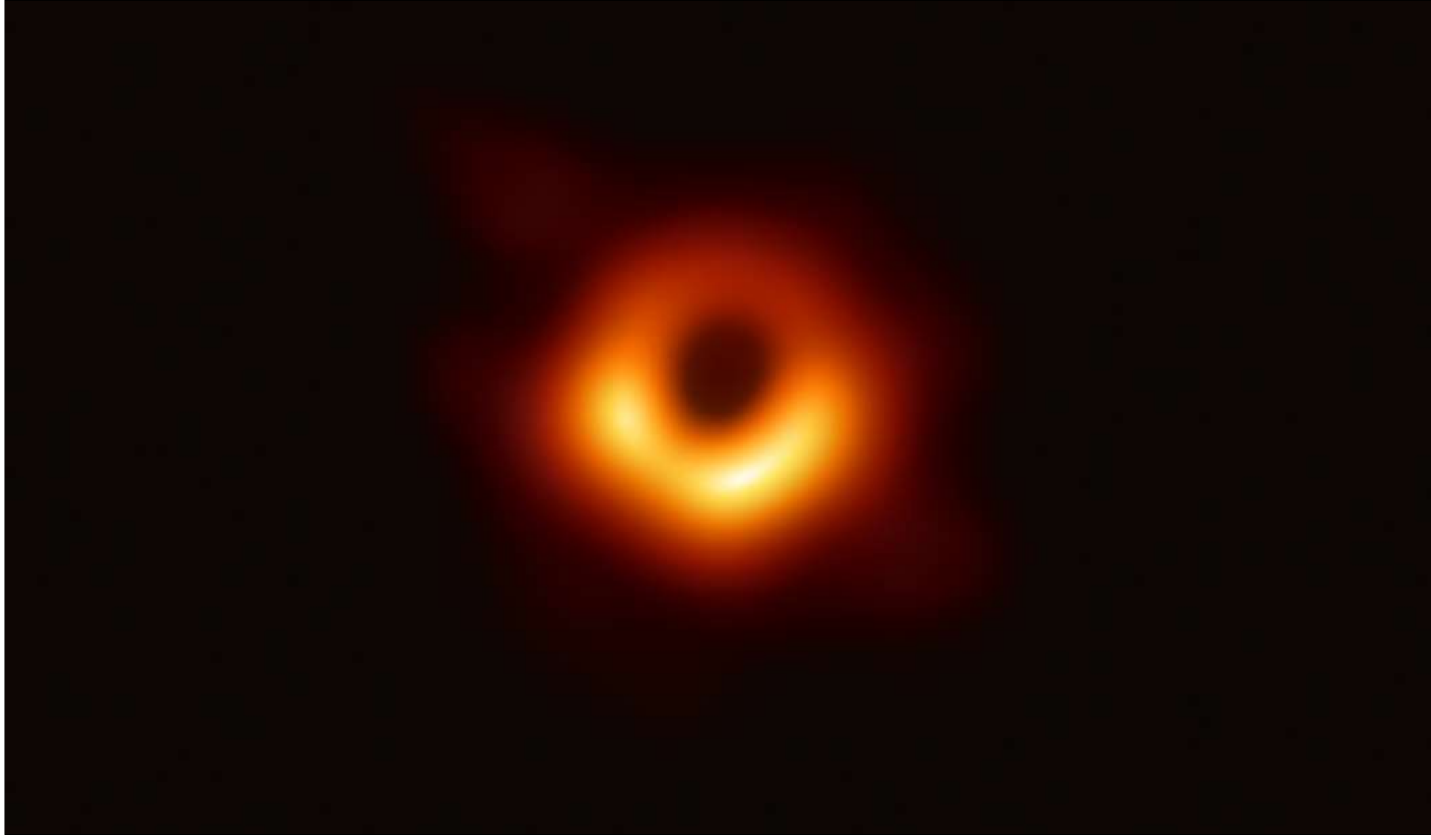
Danışman: Prof. Dr. Reyhan KAYA

ÖZET

Genel Görelilik ve Kuantum Mekanikliği'nin kesişimi olan kara delikler, kuantum alan teorisi çerçevesinde incelendiğinde Hawking ışıması yayırlar. Bu tezin amacı, söz konusu ışımanın mekanizmalarını incelemektir. Çalışmada, vakum ve parçacık kavramlarının referans sistemine bağlı göreceleştirdiği Bogolubov dönüşümleriyle gösterilmiş ve Unruh etkisi türetilmiştir. Elde edilen bu altyapı, Eşdeğerlik İlkesi kullanılarak bir Schwarzschild kara deliğine uyarlanmış ve Hawking ışımasının yarı-klasik türetimi yapılmıştır. Sonuç olarak, kara delik buharlaşması ve üniterlik ilkesiyle çelişen Bilgi Kaybı Paradoksu tartışılmıştır.

GİRİŞ

Klasik Genel Görelilik kuramına göre kara delikler, hiçbir madde veya ışımının olay ufkundan kaçamadığı mutlak soğurucu nesnelere sahiptir. Ancak kara deliklerin bu mutlak doğası, temel termodinamik yasalarıyla derin bir çelişki yaratmaktadır. Bu teorik açmazı çözmek amacıyla, uzay-zamanın klasik bir arka plan olarak modellendiği ve madde alanlarının bu eğri uzay-zaman üzerinde kuantize edildiği yarı-klasik kuantum alan teorisi yaklaşımı temele alınacaktır.



Şekil 1: Messier 87 galaksisinin merkezindeki süper kütleli kara delik [1].

VAKUM KAVRAMI VE UNRUH ETKİSİ

Kuantum alan teorisinde vakum durumu, klasik fiziğin aksine mutlak bir hiçlik olmayıp, gözlemcinin hareket durumuna ve uzay-zamanın geometrisine bağlı olarak göreceleştiren dinamik bir yapı sergilemektedir. Kütleçekimsiz düz (Minkowski) uzay-zamanda eylemsiz gözlemciler için küresel simetriler sayesinde benzersiz ve kararlı bir vakum tanımı yapılabilirken, kütleçekiminin var olduğu eğri uzay-zamanlarda veya ivmeli referans sistemlerinde küresel zaman benzeri Killing vektör alanları kaybolmakta ve "parçacık" tanımı gözlemciye bağımlı hale gelmektedir:

$$\langle 0_M | \hat{n}_R^{(1)}(k) | 0_M \rangle = \frac{1}{e^{2\pi\omega/a} - 1} \delta(0)$$

Bu kavramsal dönüşümün düz uzay-zamandaki en radikal tezahürü olan Unruh Etkisi, Minkowski uzayında sabit a ivmesiyle hareket eden bir Rindler gözlemcisinin, eylemsiz bir gözlemci için tamamen boş olan vakum durumunu Bogolubov dönüşümlerinin bir sonucu olarak

$$T = \frac{a}{2\pi}$$

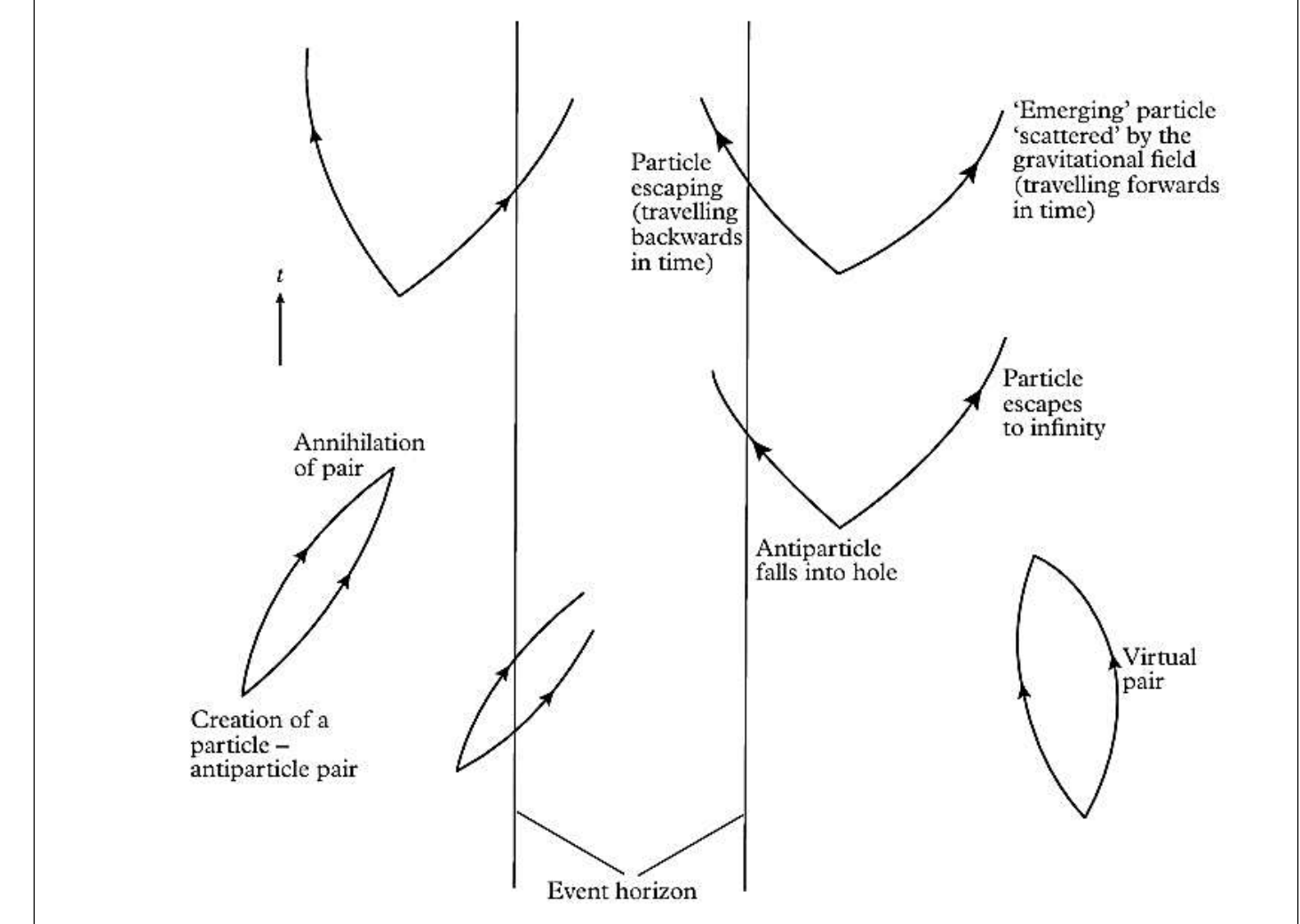
sıcaklığında bir termal parçacık spektrumu şeklinde algılayacağını öngörerek, düz uzay-zamandaki ivmelenme mekanizması ile eğri uzay-zamandaki kütleçekimsel ufuklar arasında kusursuz bir teorik köprü kurmaktadır [2].

HAWKING ETKİSİ

Kuramsal altyapısı düz uzay-zamanda ivmeli referans sistemleri için atılan Unruh etkisinin, Genel Göreliliğin Eşdeğerlik İlkesi aracılığıyla eğri uzay-zaman arka planına, spesifik olarak bir Schwarzschild kara deliğinin olay ufkuna uyarlandığı noktada, yarı-klasik kütleçekim yaklaşımının en radikal öngörüsü olan Hawking Etkisi ortaya çıkar. Einstein'ın klasik alan denklemlerine göre hiçbir şeyin, hatta ışığın bile kaçamadığı mutlak bir kütleçekimsel tuzak olarak tanımlanan olay ufkuna, kuantum ölçeğinde incelendiğinde tamamen "kara" ve statik değildir. Aksine, uzay-zamanın asimptotik geçmişi ile geleceği arasındaki vakum durumlarının örtüşmemesi ve asimptotik gözlemciler tarafından farklı yorumlanması (Bogolubov dönüşümleri) sonucunda dinamik bir yapı sergiler. Olay ufkuna civarındaki kütleçekim alanı, kuantum dalgalanmalarıyla sürekli yaratılıp yok olan sanal parçacık-anti parçacık çiftlerini birbirinden koparır; negatif enerjili parçacık içeri düşerken, pozitif enerjili eşi kütleçekimsel potansiyeli aşarak dış dünyaya sürekli bir termal radyasyon olarak yayılır. Bu kara cisim ışımasının spektrumu, evrenin dört temel teorik sütununu; kuantum mekaniğini (\hbar), kütleçekimini (G), termodinamiği (k_B) ve özel göreliliği (c) aynı evrensel potada birleştiren zarif Hawking sıcaklığı denklemiyle karakterize edilir:

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi G k_B M}$$

Bu devrimsel keşif, kara deliğin sıcaklığının kütlesi (M) ile ters orantılı olduğunu açıkça göstererek olay ufkunu yalnızca tek yönlü geometrik bir sınır olmaktan çıkarıp aktif bir termodinamik yüzeye dönüştürmüştür. Böylece kara deliklerin çevrelerine termal radyasyon yaydıkça kütle-enerji kaybedecekleri, küçüldükçe ısınarak çığ etkisiyle hızlanan bir süreç sonucunda zamanla tamamen buharlaşabilecekleri matematiksel olarak kanıtlanmıştır. [2].



Şekil 2: Hawking ışımasının parçacık çiftleri oluşumu yaklaşımının modeli [3].

Daha modern ve dinamik bir bakış açısı sunan alternatif bir formalizm ise, Parikh-Wilczek Tünelleme Yaklaşımıdır. Süreci küresel enerji korunumunu hesaba katarak yarı-klasik bir bariyer tünellemesi olarak ele alır. Bu modelde, ışıma yapan kara deliğin kütle kaybetmesiyle olay ufkunun doğru büzülür ve içerideki bir parçacık, ufkun büzülmesinden kaynaklanan bu dinamik potansiyel bariyerini içeriden dışarıya doğru kuantum tünelleme yoluyla aşarak radyasyona dönüşür [4].

KARA DELİK BUHARLAŞMASI

Hawking ışıması, kara deliği statik bir uzay-zaman bükülmesi olmaktan çıkarıp dinamik, evrimleşen ve sonlu ömre sahip termodinamik bir nesneye dönüştürür. Kara delik ideal bir kara cisim kabul edildiğinde, Stefan-Boltzmann yasası uyarınca kütle/enerji kaybı ufuk alanı ve Hawking sıcaklığına bağlı olarak tanımlanır. İlgili değerler yerine konduğunda, buharlaşma hızı ve kara deliğin toplam ömrü şu şekilde türetilir [5]:

$$\frac{dM}{dt} = -\sigma_{BH} T^4 \Rightarrow \frac{dM}{dt} \propto -\frac{1}{M^2} \Rightarrow t_{buharlaşma} \propto M^3$$

Bu diferansiyel evrim çarpıcı astrofiziksel sonuçlar doğurur:

- Yıldızsal Kara Delikler:** Güneş kütlesindeki bir kara deliğin sıcaklığı ($\sim 10^8$ K), Kozmik Mikrodalga Arka Plan ışımasından (2.73 K) çok daha soğuktur. Bu nedenle günümüzde buharlaşmak yerine enerji yutarak büyürler ve yok olmaları yaklaşık 10^{67} yıl sürer [3].
- İlkel Mikro Kara Delikler ve Çığ Etkisi:** Formüle göre kütle azaldıkça sıcaklık artar ve süreç çığ gibi hızlanır. Büyük Patlama sırasında oluşmuş 10^{12} kg (proton boyutunda) kütleli ilkel kara deliklerin hesaplanan M^3 ömürleri yaklaşık 14 milyar yıldır. Bu durum, onların tam da günümüzde mikroskobik boyutlara inerek devasa gama ışını patlamalarıyla buharlaştıklarını teorize eder; ancak güncel astrofiziksel veriler henüz bu spektrumu gözlemleyememiştir [3].

BİLGİ KAYBI PARADOKSU

Hawking ışımasının doğal bir sonucu olan kara delik buharlaşması, modern teorik fiziğin en derin krizlerinden biri olan Bilgi Kaybı Paradoksu'nu tetikler. Bu paradoks, kuantum mekaniğinin deterministik zaman evrimini savunan ve bilginin evrende asla yok olamayacağını belirten üniterlik ilkesi ile, başlangıç maddesinin bilgisini ufkun ardına hapseden ve yayılan radyasyonun tamamen termal olduğunu öngören Genel Görelilik arasındaki doğrudan çelişkidir. Kara delik tamamen buharlaşıp yok olduğunda geriye sadece rastgele bir termal radyasyon denizi kalır; bu noktada bilginin evrenden silindiği kabul edilirse kuantum mekaniği, ışın yoluyla dışarı sızdığı kabul edilirse göreliliğin nedensellik ilkesi çökmektedir. Günümüzde Page Eğrisi, Holografik İlke ve Ateş Duvarı gibi modern yaklaşımlar bu felsefi ve matematiksel açmazı çözmeye çalışsa da, paradoksun nihai çözümü uzay-zamanın kendisinin de kuantize edildiği eksiksiz bir Kuantum Kütleçekim teorisinin keşfini beklemektedir [6] [7] [8] [9].

SONUÇ

Hawking etkisi, kara deliklerin evrende yalnızca her şeyi yutan soğurucu nesnelere olmadığını, aksine kuantum mekaniği ve kütleçekiminin kesiştiği devasa termodinamik laboratuvarları olduklarını açıkça kanıtlamıştır. Bilgi Kaybı Paradoksu'nun işaret ettiği teorik kriz ise yarı-klasik yaklaşımların sınırlarına ulaştığımızı göstermektedir. Bu paradoksun nihai ve eksiksiz çözümü, uzay-zamanın kendisinin de kuantize edildiği tam bir Kuantum Kütleçekim Teorisi'nin geliştirilmesiyle mümkün olacaktır.

KAYNAKÇA

- [1] EHT Collaboration. First image of a black hole, 2019.
- [2] Sean M. Carroll. Spacetime and Geometry: An Introduction to General Relativity. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2019.
- [3] Ray D'Inverno and James Vickers. Introducing Einstein's Relativity A Deeper Understanding. Oxford University Press, New York, United States of America, 2022.
- [4] Maulik K. Parikh and Frank Wilczek. Hawking radiation as tunneling. Physical Review Letters, 2000.
- [5] S. W. Hawking. Breakdown of predictability in gravitational collapse. Physical Review D, 1976.
- [6] Robert M. Wald. Quantum Field Theory in Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics. The University of Chicago Press, Chicago, United States of America, 1994.
- [7] Don N. Page. Information in black hole radiation. Physical Review Letters, 1993.
- [8] L. Susskind. The world as a hologram. Journal of Mathematical Physics, 1995.
- [9] A. Almheiri, D. Marolf, J. Polchinski, and J. Sully. Black holes: Completeness or firewalls? Journal of High Energy Physics, 2013.