TÜBİTAK

İki Elektronlu Kuantum Noktalarının Enerjilerine Plazma Ortamının, Elektrik, Manyetik, Lazer Alanlarının ve Hız-Bağımlı Potansiyelin Etkilerinin İncelenmesi

Program Kodu: 3001

Proje No: 117R001

Proje Yürütücüsü:

Doç. Dr. Mustafa Kemal BAHAR

Araştırmacı:

Doç. Dr. Asım SOYLU

ARALIK 2018

KARAMAN

ÖNSÖZ

Kuantum noktaları teknolojideki çok geniş kullanım alanları nedeniyle oldukça ilgi gören ve yoğun bir şekilde çalışılan sistemlerdir. Kuantum noktaları üzerine gerçekleştirilen çalışmalar deneysel olarak üretim ve sonrasında yaydığı ışığın frekansının kontrol edilebilmesi olmak üzere iki temel noktadan oluşmaktadır. Plazma ortamı deneysel olarak üretim aşamasında çok büyük avantajlar sağlar. Ayrıca kuantum noktasının modifikasyonu içinde etkin bir deneysel argümandır. Elektrik, manyetik ve lazer alanları ise kuantum noktasının yaptığı ışımalar için oldukça işlevsel bir kontrol mekanizması sağlar. Plazma ortamının kompleks yapısı ve parçacıkların karmaşık korelasyonları göz önüne alınırsa hız-bağımlı potansiyel etkilerininde önemli etkileri olacağı açıktır. Bu proje çalışmasında parabolik, Hulthen, pseudoharmonik ve Cornell kuşatmalı iki elektronlu kuantum noktalarının enerjileri ve muhtemel ışınımları üzerine plazma perdeleme etkilerinin yanısıra elektrik, manyetik, lazer alanlarının ve hız-bağımlı potansiyel etkilerinin detaylı incelemesi yapılmıştır. Kuantum noktası kuşatma parametreleride dahil olmak üzere bütün parametrelerin birbirleriyle kıyası yapılarak benzer etkiler için alternatif parametreler tespit edilmiş, ve bu parametrelerin uygulama alanındaki işlevleri için bazı önerilerde bulunulmuştur.

TÜBİTAK'ın 117R001 kodu ile desteklediği bu proje sayesinde aşağıdaki listede verilen akademik çalışmalar yapılmıştır:

Yayımlanan Makaleler

1. Bahar M. K., Soylu A. 2018. "Two-electron quantum dot in plasmas under the external fields" Physics of Plasmas 25, 022106.

2. Bahar M. K., Soylu A. 2018. "Confinement control mechanism for two-electron Hulthen quantum dot in plasmas" Journal of Physics B:Atomic, Molecular and Optical Physics 51, 105701.

3. Bahar M. K., Soylu A. 2018. "Laser-driven two-electron quantum dot in plasmas" Physics of Plasmas 25, 062113.

İnceleme ve Hazırlanma Aşamasında Olan Makaleler

4. Bahar M. K., Soylu A. 2018. "Two-electron pseudodot system with laser effect in plasmas", IEEE Transaction on Plasma Science, inceleme aşamasında.

5. Bahar M. K., Soylu A. 2018. “Velocity-dependent potential effects on two-electron quantum dot in plasmas”, hazırlanma aşamasında.

Sunuma Dönüştürülen Çalışmalar

6. Bahar, M. K., Soylu A. ”Two-electron quantum dots immersed in plasmas under influence of the external electric and magnetic fields “, Ejons Journal 5. Uluslararası Matematik, Mühendislik ve Fen ve Sağlık Bilimleri Kongresi”, Gaziantep, 22-25 Kasım 2018, özet kitabında basıldı.

“İki Elektronlu Kuantum Noktalarının Enerjilerine Plazma Ortamının, Elektrik, Manyetik, Lazer Alanlarının ve Hız-Bağımlı Potansiyelin Etkilerinin İncelenmesi” başlıklı proje Dr. Öğr. Üyesi Mustafa Kemal BAHAR koordinatörlüğünde 15.06.2017-15.12.2018 yılları arasında, 18 ay süre ile Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi bünyesinde yürütülmüş ve 117R001 kodu ile TÜBİTAK tarafından desteklenmiştir. Projenin yürütülmesinde hem idari hem de mali olarak verdikleri destekten dolayı **TÜBİTAK**’a teşekkür ederiz.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ i
İÇİNDEKİLER iii
ŞEKİLLER LİSTESİ iv
TABLOLAR LİSTESİ x
ÖZET xii
ABSTRACT xiii
1. GİRİŞ 1
2. LİTERATÜR ÖZETİ 3
3. GEREÇ ve YÖNTEM 8
3.1 Plazma 8
3.2 MGECSC Potansiyeli 10
3.3 Elektrik ve Manyetik Alan Etkisi 10
3.3.1İki Elektronlu Parabolik Kuantum Noktası 10
3.3.2 İki Elektronlu Hulthen Kuantum Noktası 12
3.4 Lazer Alanı Etkisi 13
3.4.1 İki Elektronlu Parabolik Kuantum Noktası 13
3.4.2 İki Elektronlu Pseudoharmonik Kuantum Noktası 14
3.5 Hız-Bağımlı Potansiyel Etkisi 15
3.5.1 İki Elektronlu Parabolik Kuantum Noktası 15
3.5.2 İki Elektronlu Cornell Kuantum Noktası 16
4. BULGULAR VE TARTIŞMA 17
4.1 Elektrik ve Manyetik Alan Etkileri Üzerine Yapılan Çalışmalar 17
4.1.1 Parabolik Kuantum Noktası 17
4.1.2 Hulthen Kuantum Noktası 25
4.2 Lazer Alanı Etkileri Üzerine Yapılan Çalışmalar 33
4.2.1 Parabolik Kuantum Noktası 33
4.2.2 Pseudoharmonik Kuantum Noktası 41
4.3 Hız-Bağımlı Potansiyel Etkileri Üzerine Yapılan Çalışmalar 53
4.3.1 Parabolik Kuantum Noktası 53
4.3.2 Cornell Kuantum Noktası 60
5. SONUÇLAR 67
KAYNAKLAR 71

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1 Farklı büyüklükteki kuantum noktaları kuantumsal kuşatmalar nedeniyle farklı renkte ışık yayarlar (Protesescu vd. (2015)) 3

Şekil 3.1 Debye uzunluğu (λ_D) (Roth, 1995; Kunkel, 1996). 8

Şekil 4.1 F=0.01,1.5,10 dış elektrik alanı için a=b=1, λ=100, $\omega_0 = 1, \omega_c = 1, m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde).. 20

Şekil 4.2 ω_c=0.01,1.5,10 manyetik alanı için a=b=1, λ=100, $\omega_0 = 1$, $F = 1$, $m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde).. 21

Şekil 4.3 ω_0=0.01,1.5,10 manyetik alanı için a=b=1, λ=100, $\omega_c = 1$, $F = 1$, $m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). 22

Şekil 4.4 a) a=1.5, b=0.1-15, λ=200, $\omega_0 = 2$, ω_c =F=0 b) a=1.5, b=1.5, λ=200, $\omega_0 = 2$, $\omega_c = 0$, F=0.1-15 c) a=1.5, b=1.5, λ=200, $\omega_0 = 2$, $\omega_c = 0.1 - 15$, F=0 d) a=1.5, b=1.5, λ=200, $\omega_0 = 0.1 - 15$, $\omega_c = 0$, F=0 e) a=1.5, b=1.5, λ=10-1000,$\omega_0 = 2$, $\omega_c = 0$, F=0 için MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji seviyeleri. 23

Şekil 4.5 a) $\omega_c = 0$, $\omega_0 = 1$ iken dış elektrik alanın (F) zayıf ve güçlü değerleri b) F=0, $\omega_0 = 1$ iken dış manyetik alanın zayıf ve güçlü değerleri c) $\omega_c = 0$, $\omega_0 = 0$ iken kuşatma frekansının (ω_0) zayıf ve güçlü değerleri için a=0, b=5, λ=1000 parametre setini içeren potansiyel ile modellenen Debye plazmada ve için a=5, b=5, λ=10 parametre setini içeren MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmada bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde taban durum enerji değerleri..... 24

Şekil 4.6 F =0.01,1.5,10 elektrik alanı için a=b=1, λ=250, $\omega_c = 1$, $\alpha = 0.01$, $V_0 = 0.04$, $m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). Ayrıca, aynı şartlar altında fakat Hulthen kuantum noktasının yerine parabolik kuantum noktasını ($V_P(r) = (1/2)\mu\omega_0^2 r^2$; $\omega_0 = 1$) ve Gaussian kuantum noktasını ($V_G(r) = V_0' e^{-r^2/2R^2}$; $R = 1, V_0' = 4$) içeren etkin potansiyelin keyfi birimlerdeki profili 28

Şekil 4.7 ω_c =0.01,1.5,10 manyetik alanı için a=b=1, λ=250, $F = 0.5$, $\alpha = 0.01$, $V_0 = 0.04$, $m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). Ayrıca, aynı şartlar altında fakat Hulthen kuantum noktasının yerine parabolik kuantum noktasını ($V_P(r) =$

$(1/2)\mu\omega_0^2 r^2$; $\omega_0 = 1$) ve Gaussian kuantum noktasını ($V_G(r) = V_0' e^{-r^2/2R^2}; R = 1, V_0' = 4$) içeren etkin potansiyelin keyfi birimlerdeki profili.....29

Şekil 4.8 V_0 =0.01, 0.03, 0.05 için a=b=1, λ=250, $F = \omega_c = 0.5,\ \alpha = 0.01,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). 30

Şekil 4.9 α =0.01, 0.1, 1 için a=b=1, λ=250, $F = \omega_c = 0.5,\ V_0 = 0.01,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)......30

Şekil 4.10 a) a=1.5, b=0.1-15, λ=300, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=ω_c=0.5 b) a=1.5, b=1.5, λ=300, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=0.1-15, ω_c=0.5 c) a=1.5, b=1.5, λ=300, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=0.5, ω_c=0.1-15 d) a=1.5, b=1.5, λ=300, $V_0 = 0.01, \alpha$=0.01-1 ve F=ω_c=0.5 e) a=1.5, b=1.5, λ=10-500, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=ω_c=0.5 için MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının atomik birimlerde enerji seviyeleri.....31

Şekil 4.11 MGECSC potansiyeli (a=5, b=3, λ=500) ile modellenen kuantum plazmada ve a=0, b=1, λ=500 parametrelerini içeren ilgili potansiyel ile modellenen Debye plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının a) $V_0 = \alpha$=0.01 iken dış manyetik alan yokluğunda ve dış elektrik alanın zayıf ve güçlü rejimleri b) $V_0 = \alpha$=0.01 iken dış elektrik alan yokluğunda ve dış manyetik alanın zayıf ve güçlü rejimleri c) F=ω_c=0.5 iken V_0'ın çeşitli değerleri d) F=ω_c=0.5 iken α'ın çeşitli değerleri için atomik birimlerde taban durum enerji seviyeleri.....32

Şekil 4.12 ω_0^2 =1, 5, 10 için a=b=1.5, λ=250, $\alpha_0 = 1.5,\ l = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). 36

Şekil 4.13 α_0 =1, 5, 10 için a=b=1.5, λ=250, $\omega_0^2 = 1,\ l = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). 37

Şekil 4.14 a=0, b=3, λ=1000 parametre setine sahip potansiyel ile modellenen Debye plazmada, a=0.1, b=5, λ=1000 parametre setine sahip MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmada ve plazmasız ortamda bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde taban durum enerjilerinin lazer alanı (α_0) ve kuşatma frekansına göre değişimi.....39

Şekil 4.15 a) a=1.5, b=0.1-15, λ=200, ω_0^2=2, α_0=2 b) a=1.5, b=1.5, λ=10-500, ω_0^2=2, α_0=2 c) a=1.5, b=1.5, λ=200, ω_0^2=2, α_0=0.1-10 d) a=1.5, b=0.1-15, λ=200, ω_0^2=0.1-15, α_0=2 için MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki lazer etkili iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri.....40

Şekil 4.16 Lazer etkili pseudoharmonik potansiyelin keyfi birimlerde lazer alanı bağlılığı ($\alpha_0 = 0,1,5$ ve 10). 41

Şekil 4.17 MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu psedoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 1$, R_0=2) sisteminin α_0=0, 0.3, 0.7, 1.5 ve l=0 için keyfi birimlerde etkin potansiyeli ($V_{eff}(r)$).....43

Şekil 4.18 MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu psedoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 1$, R_0=2) sisteminin α_0=1.5, 5, 10 ve l=0 için keyfi birimlerde etkin potansiyeli ($V_{eff}(r)$). 44

Şekil 4.19 İki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktası sisteminde bazı muhtemel geçişler sonucu yayınlanan fotonların frekanslarının atomik birimlerde α_0 bağlılığı 45

Şekil 4.20 $\alpha_0 = 1.5$ iken, a) SC potansiyeli (λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10,\ R_0 = 3$) enerjileri, b) SC potansiyeli (λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75,\ R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c) SC potansiyeli (λ=30-1000) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75, R_0 = 2.25$) enerjileri 46

Şekil 4.21 $\alpha_0 = 1.5$ iken atomik birimlerde a) İlgili potansiyel (a=0, b=1, λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10,\ R_0 = 3$) enerjileri, b) İlgili potansiyel (a=0, b=1, λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75,\ R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c) İlgili potansiyel (a=0, b=1, λ=30-1000) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75,\ R_0 = 2.25$) enerjileri, d) İlgili potansiyel (a=0, b=0.1-10, λ=400) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5, R_0 = 3$) enerjileri. 46

Şekil 4.22 $\alpha_0 = 1.5$ iken atomik birimlerde a) ECSC potansiyeli (a=5, b=0, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10,\ R_0 = 3$) enerjileri, b) ECSC potansiyeli (a=5, b=0, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75, R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c) ECSC potansiyeli (a=5, b=0, λ=30-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75, R_0 = 2.25$) enerjileri, d) ECSC

potansiyeli (a=0.1-20, b=0, λ=400) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri. 47

Şekil 4.23 $\alpha_0 = 1.5$ iken atomik birimlerde a) MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10$, $R_0 = 3$) enerjileri, b) MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75$, $R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c) MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=30-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75$, $R_0 = 2.25$) enerjileri, d) MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=0.1-10, λ=400) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri, e) MGECSC potansiyeli (a=0.1-20, b=3, λ=400) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri.....48

Şekil 4.24 $\alpha_0 = 1.5$, $R_0 = 3$ ve l=0 iken, MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki pseudoharmonik kuantum noktası sisteminin $V_0 = 1,3,5$ değerlerine karşı keyfi birimlerde etkin potansiyel profili. 49

Şekil 4.25 $\alpha_0 = 1.5$, $V_0 = 0.75$ ve l=0 iken, MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki pseudoharmonik kuantum noktası sisteminin $R_0 = 2,3,5$ değerlerine karşı keyfi birimlerde etkin potansiyel profili. 50

Şekil 4.26 Şekil 4.25'in aynısı fakat $R_0 = 2,3,5$.....50

Şekil 4.27 α_0, V_0 ve R_0 parametrelerinin çeşitli değerleri için atomik birimlerde a) SC potansiyeli (a=0, b=0, λ=1000) ile modellenen Debye plazmadaki, MGECSC potansiyeli (a=1, b=5, λ=1000) ile modellenen kuantum plazmadaki ve plazmasız bir ortamdaki pseudoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 2$, R_0=1) sisteminin lazer alanı altındaki ($\alpha_0 = 0 - 10$) taban durum enerjileri, b) SC potansiyeli (a=0, b=0, λ=1000) ile modellenen Debye plazmadaki, MGECSC potansiyeli (a=1, b=5, λ=1000) ile modellenen kuantum plazmadaki ve plazmasız bir ortamdaki pseudoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 1 - 12$, R_0=1) sisteminin lazer alanı altındaki ($\alpha_0 = 2.5$) taban durum enerjileri, c) SC potansiyeli (a=0, b=0, λ=1000) ile modellenen Debye plazmadaki, MGECSC potansiyeli (a=1, b=5, λ=1000) ile modellenen kuantum plazmadaki ve plazmasız bir ortamdaki pseudoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 2$, R_0=1-12) sisteminin lazer alanı altındaki ($\alpha_0 = 2.5$) taban durum enerjileri. 52

Şekil 4.28 a) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=0.1-20, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, b) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=50-500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, c) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 10$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, d) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.1-10) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri. 57

Şekil 4.29 a) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=0, λ=400), kuantum plazma ortamında (a=0.1, b=10, λ=400) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 7$), b) $\rho_0 = 0.1 - 7$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=0, λ=400), kuantum plazma ortamında (a=0.1, b=10, λ=400) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) taban durum enerjilerinin atomik birimlerde kıyaslanması. 58

Şekil 4.30 Şekil 4.29'un aynısı fakat izotropik from faktörü ρ(r)=ρ_0. 59

Şekil 4.31 a) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=0.1-4, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = b_1 = c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, b) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=50-500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = b_1 = c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, c) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 0.1 - 4, b_1 = c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, d) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 0.1 - 4, c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, e) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 1, c_1 = 0.1 - 4$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde

enerjileri, f) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.15-5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 1, c_1 = 0.1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri.....64

Şekil 4.32 a) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 0.1 - 4$, $b_1 = 1$, $c_1 = 1$), b) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 0.1 - 4, c_1 = 1$), c) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1$, $b_1 = 1$, $c_1 = 0.1 - 4$), d) $\rho_0 = 0.2 - 7$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1$, $b_1 = 1$, $c_1 = 1$) taban durum enerjilerinin atomik birimlerde kıyaslanması……..65

TABLOLAR LİSTESİ

Tablo 4.1 (Soylu (2012a)) ve (Garcia-Castelen vd. (1998)) referanslarının sonuçları ile mevcut sonuçlarımızın (MGECSC potansiyelinin $a = b = 0,\ \lambda \to \infty$ limitinde) $(1/2)\hbar\omega_0$ biriminde kıyaslanması. R^* etkin Rydberg sabiti olmak üzere $\lambda' = 2\sqrt{R^*/h\omega_0}$ 17

Tablo 4.2 $\omega_c = 0.5,\ \omega_0 = 0.5$ ve F=0.001 iken MGECSC potansiyeli (a=b=1, λ=10-300; a=1, b=0.1-5, λ=100; a=0.1-5, b=1, λ=100) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri.....18

Tablo 4.3 a) F=0-1, $\omega_0 = \omega_c = 0.5$ b) $\omega_c = 0 - 5,\ \omega_0 = 0.5$, F=1 c) $\omega_0 = 0 - 5,\ \omega_c = 1$, F=0.1 için MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=100) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri.....19

Tablo 4.4 $\omega_c = 0.5$ ve F=0.5 iken, MGECSC potansiyeli (a=b=1, λ=10-300; a=1, b=0.1-5, λ=100; a=0.1-5, b=1, λ=100) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının ($V_0 = \alpha = 0.01$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri.....26

Tablo 4.5 MGECSC potansiyeli (a=b=1, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının (0,0), (1,0), (2,0) kuantum durumlarının a) F=0-2, ω_c=0.5, V_0=α=0.01 b) F=1, ω_c=0-3, V_0=α=0.01 c) F=0.5, ω_c=0.5, V_0=0.01,α=0.01-1 d) F=0.5, ω_c=0.5, V_0=0-0.2,α=0.15 için atomik birimlerde enerjileri. 27

Tablo 4.6 α_0=1.5 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-5, b=0.1-5, λ=10-300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji değerleri. 34

Tablo 4.7 α_0=0-10 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=200) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji değerleri. 37

Tablo 4.8 α_0=0-10 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu psedoharmonik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji değerleri. 42

Tablo 4.9 Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.1-2) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-20, b=0.1-3, λ=10-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 10$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri……54

Tablo 4.10 Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.1-2) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-7, b=0.1-7, λ=10-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 2$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri.....60

ÖZET

Kuantum noktaları, kuantum mekaniksel olarak eelktron ya da elektronları hapseden sistemlerdir. Değiştirilebilen sayıda elektron içerir ve enerji seviyeleri kesiklidir. Bu nedenle kuantum noktasındaki elektronlar bir merkezi yere doğru çekime uğrar. İyonlaşmış gaz anlamına gelen plazma ise maddenin dördüncü halidir. Plazmalar maddenin sürekli olarak ısıtılmasıyla iyonlaşmaların başlaması neticesinde oluşur. Plazmaların bütün olarak nötral olmasına rağmen plazmayı oluşturan parçacıkların yüklü olması ve bu yüklü parçacıklar arasında Coulombik etkileşimlerin gerçekleşmesi plazma ortamındaki kuantum mekaniksel sistemlerin oldukça farklı özellikler sergilemesine neden olur. Ayrıca plazma ortamının atom ya da moleküllerin radyasyon yayınlamak üzere uyarılması için en elverişli ortam olması, kuantum noktaların deneysel olarak sentezlenmesinde plazma ortamının kullanılması ve dış alanların kuantum noktası için önemli kuşatma etkileri oluşturması bu projenin ana motivasyonudur. Kuantum noktalarına görülebilir bütün frekanslarda ışıma yaptırabilmek onların kuşatılması ile doğrudan ilgilidir. Elektrik, manyetik, lazer gibi dış alanların ve hız-bağımlı potansiyel ile modellenen etkenlerin kuşatma etkisi bu sebepten ötürü önemli hale gelmiştir. Çünkü bu dış alan etkileri kuantum noktalarına, kuantum sınırlaması nedeniyle, görülebilir bütün frekanslarda ışıma yaptırabilmek için kontrol edilebilir bir mekanizma sağlar. Bu bağlamda, bu projede plazma ortamının ve dış alanların kuantum noktalarının enerjileri üzerine etkisi teorik olarak incelenmiş ve ilgili bütün parametrelerin etkisi ve birbirleriyle ilişkileri ortaya konulmuştur. Bu proje kapsamında, plazma ortamındaki etkileşmeleri modelleyebilmek için MGECSC (more general exponential cosine screened Coulomb) (daha genel üstel kosinüslü perdelenmiş Coulomb) potansiyeli kullanarak elektronların farklı kuantum noktalarında (parabolik, Hulthen, pseudodot, Cornell) kuşatıldıkları göz önüne almıştır. MGECSC potansiyelinin, kuantum noktası kuşatma potansiyelinin ve elektrik, manyetik, lazer ve hız-bağımlı potansiyelin dalga denklemine getirdiği matematiksel katkılar nedeniyle denklemin nümerik çözümleri yapılmıştır. Yöntem olarak asimptotik iterasyon metodu (AİM) kullanılmıştır.

Ekibimiz 1 proje yürütücüsü ve 1 araştırmacıdan oluşmaktadır. TÜBİTAK destekli projemiz başarılı bir şekilde 18 ay içerisinde tamamlanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Plazmalar, kuantum noktası, elektrik alan, manyetik alan, lazer alanı, hız-bağımlı potansiyel.

ABSTRACT

Quantum dots are systems that confine electron(s) quantum mechanically. They contain the number of electrons that can be changed and their energy levels are with quantum. Therefore, electrons in the quantum dot are drawn toward a center place. Plasma that means “ionized gas” is fourth case of matter. It occurs as a result of ionizations by heating continuously of matter. Although the plasmas are neutral as a whole, the particles that constitute plasma to be charged and Coulomb interactions between these charged particles were lead to that quantum mechanical systems in a plasma envrionment exhibit considerable properties. Also, the manin motivation of this project is that a plasma environment is the most suitable environment for induction of atom or molecules to emit radiation, use of plasma environment in synthesising experimentally of quantum dots, and some external fields constitute important confinement effects on a quantum dot. To be able to radiate in all visible frequences to quantum dots relates to directly their confinement. The confinement effects of external fields such as electric, magnetic, laser, and factors modeled by velocity-dependent potential become significant due to that reason. Because, these external field effects provide a controllable mechanism to be able to radiate in all visible frequences to quantum dots due to quantum confinement. In this manner, the effects of plasma environment and some external fields on energies of quantum dots with two electrons have been investigated theoretically in this project, the effects of all corresponding parameters and their relations with each other have been presented. In the scope of the project, the MGECSC (more general exponential cosine screened Coulomb) potential is used to be able to model interactions in plasma environment, and various quantum dots (the parabolic, Hulthen, pseudodot, Cornell) are considered. Due to mathematical contributions to the wave equation of the MGECSC potential and the electric, magnetic, laser and velocity-dependent potential, the numerical solutions of the wave equation have been carried out. Asymptotic iteration method (AIM) will be used as numerical method.

Our team consists of one project manager and one researcher. The project founded by TUBITAK has been completed succesfully in 18 months.

Keywords: Plasmas, quantum dot, electric field, magnetic field, laser field, velocity-dependent potential.

1.GİRİŞ

Plazma, kısmen veya tamamen iyonize olan gazların, elektronların, uyarılmış atomların, radikallerin oluşturmuş olduğu yüklü ve yüksüz parçacık topluluğudur. Plazmayı oluşturan parçacıklar arasındaki etkileşimin en doğru olarak modellenebilmesi, plazma ortamının atomik geçişler üzerine nasıl etki ettiği, plazma ortamındaki çarpışmalar ile yeni parçacık oluşumları, plazmalar üzerine dış alanların etkisi ve bütün bu önemli incelemeler için gerekli çözüm yöntemlerinin araştırılması plazmalar hakkındaki önemli teorik incelemelerdir. Plazmaların özellikle yarıiletken teknolojisindeki ve güneş enerjisi ve optik sanayisindeki uygulamaları göz önüne alınacak olursa plazma ortamında atomik sistemlerin veya elektronların kuşatılmalarına dair teorik incelemelerin önemi ve gerekliliği daha iyi anlaşılabilir.

Plazma ortamındaki farklı atomlar, bu atomların geçiş özellikleri, dış alanlar atındaki durumları gibi birçok konu incelenmiş ve hala da incelenmeye devam etmektedir. Bunun yanı sıra farklı fiziksel durumlar için yeni çözüm yöntemleri araştırılması ve bilgisayar yazılımları geliştirilmesi de ayrıca önem arz etmektedir. Bununla birlikte kuantum noktalarının sentezlenmesinde plazma ortamının kullanılmasına dair uygulamalar mevcuttur ve bu konuda önemli deneysel araştırmalar yapılmıştır. Ancak, bu durum teorik araştırmalarda şimdiye kadar göz önüne alınmamıştır.

Bu projede Debye ve kuantum plazma ortamında farklı kuşatma etkili iki elektronlu kuantum noktalarının enerjileri üzerine elektrik, manyetik ve lazer alanlarının yanı sıra ilgili etkileşim potansiyeline hız-bağımlı potansiyelin etkileri detaylı bir biçimde araştırılmıştır. Bu haliyle çalışma her durumda farklı kuantum noktası etkileri (parabolik, Hulthen; parabolik, pseudoharmonik; parabolik, Cornell) içeren üç ana kısımdan (elektrik-manyetik, lazer, hız-bağımlı potansiyel) oluşmaktadır. Plazma ortamını modellemekte kullanılacak olan MGECSC potansiyelinin parametreleri sayesinde Debye ve kuantum plazma durumları ayrı ayrı incelenebilir. Hesaplamalarda ilgili alan parametreleri sıfır alınarak kuantum noktasının kuşatmaya etkisi ve elektron sisteminin enerjilerini nasıl etkilediği araştırılmıştır. Böylelikle amaca yönelik olarak kuşatma durumları için nasıl bir kuantum noktası seçileceğine dair önemli çıkarımlarda bulunulmuştur. Elektrik ve manyetik alanlı incelemeler neticesinde bu dış alanların nasıl bir kuşatma etkisi oluşturduğu, elektron sisteminin enerjilerini nasıl etkilediği ve bu alanların plazma ortamında kuantum noktası ile entegre olmasının neticesinde elde edilen sonuçların araştırmacılar için önemi tartışılmıştır. Lazer alanı etkisi lazer-plazma etkileşimleri için önemli bir inceleme konusudur. Ancak, lazer alanı fiziksel sistemi oldukça karmaşık hale getirdiği için öncelikli olarak lazer alanının toplam etkileşim potansiyeline etkisi araştırılmış ve Fourier-Floquet serileri yardımıyla Ehlotzky yaklaşımı kullanılarak yeni bir

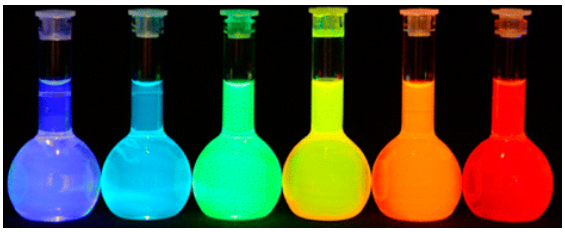
etkileşim potansiyeli oluşturulmuş ve ilgili Schrödinger denkleminin çözümleri gerçekleştirilmiştir. Benzer düzeyde hesaplamalar hız-bağımlı potansiyel durumu içinde yapılmıştır.

Proje sonuçları şu sorulara net ve detaylı cevaplar verebilmektedir: i)İki elektronlu kuantum noktasının enerjisi dış alanların hangi parametreleri ile nasıl değişiyor? ii)Sistemin enerjisini değiştirmesi bakımından hangi parametreler benzer davranış gösteriyor? iii)Plazma ortamı bu ilk iki maddedeki durumları nasıl etkiliyor? iv)Plazma ortamının kuantum noktası üzerindeki etkisi diğer parametrelerden (kuantum noktasının potansiyel profilinin parametreleri ve dış alanların parametreleri) hangisine benziyor? v)Kuantum noktaları ve ilgili parametrelerinin enerjiler üzerine nasıl bir etkisi var? vi)Kuantum noktasının hangi parametreleri plazma ortamını modelleyen parametrelerle benzer davranış sergiliyor? vii)Kuantum noktasının enerjileri üzerine Debye ve kuantum plazma ortamlarından hangisi daha etkili? viii)Debye ve kuantum plazma ortamlarının sıcaklığı ve yoğunluğu gibi fiziksel durumları sistemi nasıl etkiliyor? ix) İki elektronlu kuantum noktasının enerjileri üzerine hangi parametre daha baskın?

Proje sonuç raporunda, proje süresince yapılan çalışmaların detayları verilmektedir. İlk olarak, projenin konusu ile ilgili bir literatür özeti bir sonraki bölümde verilmiştir. Üçüncü bölümde proje kapsamında gözönüne alınan elektrik ve manyetik alan etkisi (parabolik kuantum noktası, Hulthen kuantum noktası), lazer alanı etkisi (parabolik kuantum noktası, pseudoharmonik kuantum noktası) ve hız-bağımlı potansiyel etkisi (parabolik kuantum noktası, Cornell kuantum noktası) ve bu incelemelere plazma ortamının etkilerine dair gözlenebilirler ele alınmıştır. Bu gözlenirleri hesaplamak için kullanılan yöntemler detaylı bir biçimde sunulmuştur. Dördüncü bölümünde bulgular ve tartışma, beşinci bölümde ise sonuçlar ve gelecekte yapılması planlanan çalışmalar verilmiştir.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Kuantum noktasındaki elektronların sınırlandırılma etkileri kuantum noktasının sergilediği özellikler açısından çok önemlidir. Elektronların hapsedilme etkisi her üç yönde de aynı ise kuantum noktası üç boyutludur. Ancak, elektronların sınırlandırılma etkisi diğer iki yöne nazaran önemsiz kalırsa kuantum noktası iki boyutlu olarak adlandırılır (Harrison (2005)). Kuantum noktaları üzerine eğer bir elektrik alan veya bir ışık uygulanırsa Şekil-2.1'de görüldüğü gibi belli frekanslarda ışık yayarlar. Bu frekanslar kuantum noktasının büyüklüğü, şekli, kuşatma etkileri ve malzemesi değiştirilerek hassas bir şekilde ayarlanabilir. Kuantum noktalarının teknolojide çok önemli bir yeri olmasının ana sebebi bahsedilen bu ayarlamanın mümkün olabilmesidir. Kuantum noktaları üzerine dış alan uygulamasının önemi ise kuşatma etkilerinin ayarlanabilmesini sağlayabilmesinden kaynaklanır. Kuantum noktaları pek çok yöntem kullanılarak üretilebilir. Nanofabrikasyon teknolojisinin gelişmesiyle içerisinde bir, iki veya daha fazla elektron içeren kuantum noktalarının imalatı mümkün olmuştur ve böyle yapılar teorik ve deneysel olarak geniş ölçüde çalışılmıştır (Xie (2003)). Ancak, bu proje önerisi için dikkat çekici bir yöntem vardır: plazma kullanımı. 1926 yılında alçak basınç civa buharında radyo dalgası titreşimlerinin F. M. Penning tarafından bulunmasının ardından 1929 yılında ilk kez I. Langmuir bu titreşimler bölgesi için plazma terimini kullanmıştır (Tonks ve Langmuir (1929)). Kuantum noktaların boyutu, şekli ve yüzeyi bileşimi termal olmayan bir plazma ortamında kontrol edilebilir (Kortshagen, 2009; Pi, 2009).



Şekil 2.1. Farklı büyüklükteki kuantum noktaları kuantumsal kuşatmalar nedeniyle farklı renkte ışık yayarlar (Protesescu vd. (2015))

İçerisinde iki elektron içeren kuantum noktaları değiş-tokuş ve korelasyonuda içeren elektron-elektron etkileşimlerini incelemek için en basit yapılardır (Ellenberger vd. (2006)). Kuantum noktaları voltaj eğrisine karşı kapasitans, düşey tünelleme ve uzak-kızılötesi spektroskopi gibi yöntemlerle deneysel olarak (Reed vd., 1988; Hansen vd., 1989; Sikorski ve Merkt, 1989), Hartree ve Hartree-Fock metotları (Kumar vd., 1990; Muller ve Koonin, 1996), tam diyogonalizasyon metotları (Bruce vd. (2000)) ve daha yakın zamanda boyut

pertürbasyon teorisi, spin yoğunluk fonksiyon teorisi, kuantum Monte-Carlo metotları, etkin kütle teorisi gibi yöntemlerle teorik olarak incelenmişlerdir (McKinney ve Watson, 2000; Koskinen vd., 1997; Pino ve Villalba, 2001; Pederiva vd., 2000; Harting vd., 2000; Nguyen ve Decters, 2011). Bunların yanı sıra, literatürde bir kuantum noktasında etkileşen iki elektronu ve bu elektronların enerjileri üzerine manyetik alan etkilerini inceleyen çalışmalar mevcuttur (Laughlin, 1983; Yannouleas ve Landman, 2007; Matulis ve Peeters, 2001; Singha vd., 2010). Dineykhan ve Nazmitdinov (1997), manyetik alan varlığında harmonik osilatör potansiyelinde etkileşen iki elektronun enerjilerini; Zhu vd. (1996), etkileşen iki elektronun spektrumu üzerine kuantum etkilerini; Peeters ve Schweigert (1996), manyetik alan altında iki elektron içeren bir disk biçimli kuantum noktasının enerji seviyelerini; Garcia-Castelen vd. (1998), Wentzel-Kramers-Brillion (WKB) yaklaşıklığını kullanarak parabolik biçimli bir kuantum noktası içinde etkileşen iki elektron sisteminin enerjilerini çalışmışlardır. Bu son çalışma manyetik alanlı ve manyetik alansız başka metotlar kullanılarak da incelenmiştir (Gu, 2006; Gönül vd., 2008). Soylu (2012a), iki elektronlu iki boyutlu parabolik kuantum noktasının enerjileri üzerine elektrik ve manyetik alanın etkilerini AİM kullanarak incelemiştir.

Plazma perdeleme etkilerinin plazma ortamı içinde gömülü atomik sistemler üzerine çok önemli etkiler oluşturması nedeniyle plazma ortamlarındaki atomik sistemlerin incelenmesi üzerine son yıllarda dikkate değer çalışmalar yapılmıştır (Gutierrez ve Diaz-Valdes, 1994; Hong ve Jung, 1996; Brandenburg vd., 1999; Nakai ve Mima, 2004; Saha vd., 2009; Robinson vd., 2000). Bununla birlikte, plazma ortamındaki atomik sistemlerin fotoiyonizasyonları üzerine plazma ortamının perdeleme etkileri (Zhao ve Ho, 2004; Sahoo ve Ho, 2006; Lin ve Ho, 2010a; Qi ve Wang, 2009; Sahoo ve Ho, 2010; Lin ve Ho, 2010b, 2010c; Jung, 1998), plazma ortamındaki atomik sistemler için bir- ve iki- foton iyonizasyonu (Chang vd. (2013)), rezonans durumları (Kar vd., 2014; Ning vd., 2015; Kar ve Ho, 2004, 2005a, 2005b; Chakraborty ve Ho, 2008), kutuplanabilirliği (Kar, 2012; Jiang ve Kar, 2011; Basu ve Ray, 2011; Das, 2012; Qi ve Ning, 2014; Kar vd., 2013), çarpışma durumları (Bhattacharya vd., 2013; Nayek ve Ghoshal, 2012; Ma vd., 2012; Ghoshal vd., 2013; Jiang vd., 2013; Pandey vd., 2015; Rej ve Ghoshal, 2016; Ratnevalu, 2016) ve titreşim şiddetleriyle geçiş olasılıkları (Saha ve Mukherjee, 2002; Saha vd., 2012; Qi vd.,2008; Qi ve Wu, 2009) gibi yapısal özelliklerin detaylıca incelenmesi son yıllarda gerçekleştirilen önemli teorik araştırma konuları olmuştur. Atomik uyarılma ve iyonizasyon süreçleri sıcak plazma fiziği, astrofizik ve pozitif yüklü iyonlarla gerçekleştirilen deneyler ile bağlantılı çeşitli olayların yorumunda önemli bir rol oynar. Uyarma yoluyla oluşan emisyon çizgisi plazmanın fiziksel süreçleri hakkında detaylı bilgi sağladığı için uyarılma süreçleri plazmanın geçmişinde büyük ilgi çekmiştir. Bu bağlamda bu çalışmalardaki elde edilen sonuçlar çeşitli plazma ortamlarındaki atomik sistemler için literatürde kullanıma hazır doğru atomik verileri içermesi

ve bu verilerin deneysel araştırmalarda yol gösterici olması ileri vadede yapılmış ve yapılacak olan teknolojik uygulamalar için büyük önem taşımaktadır.

Bu çalışmaların yanı sıra plazmalardaki atomik sistemler üzerine dış alanlarında etkisi de önemli bir araştırma konusu olmuştur. Çünkü dış alanlar kuantum noktası üzerine belirgin kuşatma etkileri sergilerler. Plazma ortamı içerisindeki atomik sistemler üzerine elektrik alan uygulanması hem sistemin enerji seviyelerini ötelediği hem de bir uyarma kaynağı olduğu için işlevsel bir etken olmuştur. Yu ve Ho (2005), Debye plazması içindeki bir hidrojen atomu için bir rezonansın genişliğini ve yerini kolaylıkla analiz etmeyi sağlayabilen kompleks koordinat rotasyon metodu (KKRM) kullanarak bir hidrojen atomu üzerine zayıf elektrik alan değerleri için Stark etkilerini incelemişlerdir. Paul ve Ho (2010), Debye plazması ortamındaki bir hidrojen atomu üzerine z-ekseni boyunca uygulanan bir dış elektrik alanın etkilerini hidrojenik dalga fonksiyonlarını kullanarak incelemişler ve enerji seviyeleri üzerine elektrik alana bağlı olarak aşağı-yukarı öteleme, dejenerelikten nondejenereliğe geçme gibi önemli sonuçlar gözlemişlerdir. Bahar ve Soylu (2014), bir dış elektrik alanı altında MGECSC potansiyeli ile modellenen Debye ve kuantum plazma içerisindeki hidrojen atomunun enerji seviyeleri üzerine plazma ortamlarının perdeleme etkilerini ve elektrik alan etkisini AİM kullanarak nümerik olarak incelemişlerdir. Elektrik alanla ilgili bahsedilen bu üç çalışmada da elde edilen sonuç elektrik alanın önemli kuşatma etkileri olduğu ve fonksiyonel olabileceği yönündedir.

Bir diğer önemli dış alan etkisi de manyetik alana aittir. Güçlü bir manyetik alandaki bir plazmanın elektriksel iletkenliği (Kadomstev ve Pogutse, (1968)), füzyon için bir negatif hidrojen kaynağında plazma özelliklerinin manyetik alan bağlılığı (Schiekse vd. (2012)), düzgün bir manyetik alanda tamamen iyonize bir plazmanın küçük genlik titreşimlerinin incelenmesi (Bernstein (1958)) ve alan-plazma etkileşimi (Flyer vd. (2005)) manyetik alan ve manyetik alanın plazma ortamındaki kuşatma etkileri hakkında gerçekleştirilmiş bazı önemli çalışmalardır. Bahar ve Soylu (2015a), AİM'i kullanarak MGECSC potansiyeli ile modellenen Debye ve kuantum plazma içerisinde gömülü iki boyuta sınırlandırılmış hidrojen atomunun enerjileri üzerine bir dış manyetik alanın kuşatma etkilerini incelemişlerdir. Plazma ortamında manyetik alanla kuşatılan iki boyutlu hidrojen atomu üzerine uygulanan manyetik alan şiddetinin artması enerji düzeylerini birbirinden uzaklaştırdığı için herhangi bir dış etkiyle uyarılan hidrojen atomunun spektrumunun manyetik alan kuşatmasına bağlılığı önemli deneysel sonuçlar oluşturacak bir durum olarak yorumlanabilir. Manyetik alan kullanılarak plazmanın kuşatılması kontrol edilebilen füzyon deneyleri içinde güncel bir araştırma konusudur. Plazmalardaki hidrojen atomu üzerine manyetik kuşatma etkilerinin incelenmesi daha kompleks plazma-gömülü atom sistemlerinde manyetik alanın kuşatma etkilerini

anlamak için gereklidir. Bu bağlamda, plazma ortamında kuantum noktasında etkileşen iki elektron sistemi üzerine dış manyetik alanında önemli kuşatma etkileri olacağı açıktır.

Yoğun lazer alanı altındaki atomların etkileşimleri yüksek-güç kısa-erim lazer teknolojilerinin incelenmesinde bu atomların dikkat çekici özellikler sergilemesi nedeniyle 30 yılı geçkin bir süredir aktif bir araştırma konusudur (Joachain vd. (2012)). Bu atomlar çoklu foton süreçlerinin çalışılmasıyla keşfedilen yeni özellikler sergilerler (Bandruk (2012)). Lazer alanı altındaki atomik sistemlerin incelenmesinin (Ciappina, 2013; Donnan vd., 2011; Murakami ve Chu, 2016; Sadhukhan vd., 2016; Lumb vd., 2014) yanı sıra lazer alanının yarıiletkenler üzerindeki etkilerini inceleyen teorik çalışmalarda mevcuttur (Lima vd., 2007, 2008a, 2008b; Mizimato vd., 2006). Atomik bir sistem üzerine lazer alanı uygulanması sistemin toplam etkileşim potansiyelini ve ilgili Schrödinger denklemini çok daha kompleks hale getirir. Bu nedenle lazer alanı etkisindeki atomik sistemlerin incelenmesi için çeşitli yaklaşıklık metotları kullanılır. Bu metotların bazıları Keldysh yaklaşıklığı (Keldysh (1965)), uzay ötelemesi (Henneberger (1968)), momentum öteleme metodu (Reiss (1981)) ve uzay öteleme metodunu temel alan pertürbatif ve varyasyonel yaklaşımlardır (Brandi vd., 1968; Choi vd., 1974). Lazer alanı ile atomik sistemlerin etkileşimini inceleyebilmek için toplam etkileşim potansiyelinin yerine lazer-giydirilmiş potansiyelin kullanılması önemli bir yaklaşıklıktır. Lima ve Miranda (1981), Kramers-Henneberger (KH) kanonik dönüşümü çerçevesinde etkin bir potansiyel önermişlerdir. Ötelenmiş 1/N açılımı tekniği de yoğun lazer alanı altındaki hidrojen atomunun enerji seviyelerini incelemekte kullanılmıştır (Dutt vd. (1985)). Bununla birlikte en yeni ve avantajlı teknik Ehlotzky tarafından önerilen lazer-giydirilmiş potansiyeli elde etmek olmuştur (Ehlotzky (1985,1988)). Bahar (2015a), ilk defa, MGECSC potansiyeli ile modellenen Debye ve kuantum plazma içindeki hidrojen atomunun enerjileri üzerine lazer alanının etkilerini Ehlotzky yaklaşıklığı dahilinde AİM kullanarak incelemiştir. Falaye vd. (2016), lazer alanı etkisindeki hidrojen atomunu aynı yaklaşıklığı kullanarak pertürbasyon formalizmi ile incelemişlerdir. Plazmalar üzerine lazer radyasyon alanı etkilerinin incelenmesi disiplinler arası bir öneme sahiptir: plazmadaki parçacıkların hızlandırılma çalışmalarında kullanılan en etkili metotlardan birisi plazma içerisine lazer demeti göndermektir. Plazmada lazer dalgası kullanılarak elektronların hızlandırılması yeni x- ve gama ışınları kaynağı elde etmeye öncülük edebilir. Lazer alanı-plazma etkileşimleri için böyle deneysel örnekler çoğaltılabilir.

Hız-bağımlı potansiyeller ilk olarak kompleks çekirdekten mezonların saçılmasını incelemek için göz önüne alınmışlardır (Kisslinger (1955)). Bu potansiyeller nükleon-nükleon etkileşmeleri (Razavy vd. (1962)) ve atomlardan elektronların saçılmaları (Green vd. (1967, 1981)) gibi nükleer ve atom fiziği alanında kullanılabilir. Soylu vd. (2012), Morse potansiyelinin enerji özdeğerleri üzerine hız-bağımlı potansiyellerin etkisini AİM'i kullanarak;

Bayrak vd. (2011), Coulomb ve harmonik osilatör potansiyellerinin enerji özdeğerleri üzerine hız-bağımlı potansiyel etkisini AİM'i kullanarak; Jaghoub (2006), saçılma durumları için hız-bağımlı potansiyelli Schrödinger denklemini pertürbatif teori çerçevesinde; Eed (2014), yine saçılma durumları için hız-bağımlı potansiyelli Schrödinger denklemini bir varyasyon iterasyon metodu kullanarak incelemişlerdir. Bahar (2014), MGECSC potansiyeli ile modellenen Debye ve kuantum plazmasındaki hidrojen atomunun enerjileri üzerine hız-bağımlı potansiyel etkisini AİM kullanarak incelemiştir. Hız-bağımlı etkileşim içeren Schrödinger denklemi konum bağımlı etkin kütleli (KBEK) bir parçacığı tanımlayan bir formda yeniden düzenlenebilir. KBEK'li Schrödinger denklemi kuantum noktaları (Serraond (1997)), sıvı kristaller (Barranca vd. (1997)) ve graded kristaller (Geller ve Khan (1993)) gibi yarıiletken heteroyapılardaki elektronların dinamiğini tanımlamada önemli bir konu olmuştur. Plazma ortamında etkileşen iki elektron üzerine model potansiyelde dahil olmayan bazı dış etkilerin (örneğin, pertürbatif etkiler) hız-bağımlı potansiyel ile modellenerek incelemeye dahil edilebilmesi, özetle hız-bağımlı potansiyel etkisinin incelenmesi, dikkate değer bir konudur.

Doğada bulunan solar kromosfer, iyonosfer gibi plazmaların çoğu ve füzyon reaktörü, metan gazı puls deşarj gibi laboratuvarda üretilen plazmalar (10^{6}-10^{14} cm^{-3} elektron yoğunluklu ve 10^{-1}-10^{4} eV sıcaklıklı) zayıf bağlı (klasik veya Debye) plazmalardır. Debye modeli ve ilgili olarak screened Coulomb (perdelenmiş Coulomb) (SC) potansiyeli böyle klasik plazmalarda gömülü atomik sistemlerin etkileşimlerini incelemek için uygun bir modeldir. Plazma yoğunluğu arttıkça etkileşimleri modellemek için exponential cosine screened Coulomb (üstel kosiniüslü perdelenmiş Coulomb) (ECSC) ve MGECSC potansiyellerini kullanmak daha uygun olur (Lin ve Ho, 2010d; Shukla ve Eliasson, 2008; Na ve Jung, 2008). Literatürde, Bahar ve/veya Soylu tarafından yapılan çalışmalar hariç, plazmalardaki etkileşimleri modellemek için kullanılan potansiyel SC ve ECSC potansiyelleridir. Bu projede kullanılan potansiyel modeli MGECSC potansiyelidir. MGECSC potansiyeli yapısındaki parametreler sayesinde SC, ECSC ve pure Coulomb (PC) (sadece Coulomb) potansiyellerine indirgenebildiği için daha kompakt bir yapıdadır. Ayrıca MGECSC potansiyeli Debye ve kuantum plazma ortamlarını modellemek için daha fiziksel ve avantajlıdır (Soylu (2012b)).

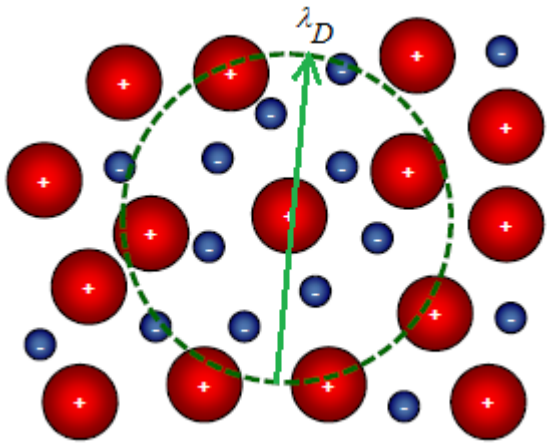
3.GEREÇ VE YÖNTEM

3.1 Plazma

Plazmadaki pozitif yük yoğunluğu negatif yük yoğunluğuna hemen hemen eşittir. Bu denge sanki-nötrallik (quasi-neutrality) olarak tanımlanır:

$$\sum_s n_{os} q_s = 0 \quad (3.1)$$

Burada n, yük yoğunluğu; q, yük; s, pozitif ve negatif yükü belirtir. Eğer bir pozitif noktasal yük bir plazma içerisine konulur veya plazma sınırlarına yaklaştırılırsa elektronları kendine doğru çekerken iyonları iter. Bu nedenle bu noktasal yük civarında bir yük ayrımı oluşur. Bu ayrım genellikle bir yük bulutu olarak değerlendirilir ve Şekil 3.1'de görüldüğü gibi yük bulutunun çapı yaklaşık olarak Debye uzunluğu (λ_D) olarak tanımlanır (Roth, 1995; Kunkel, 1996).



Şekil 3.1. Debye uzunluğu (λ_D)(Roth, 1995; Kunkel, 1996)

Plazma içerisinde iyonların kütlesi elektronların kütlesinden çok daha büyük olduğu için denge yeniden sağlanana kadar hareketli parçacıkların elektronlar olduğu göz önüne alınır. Bu durumda Poisson denkleminin kullanılması neticesinde

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n}\right)^{1/2} \quad (3.2)$$

olarak bulunur (Bahar vd. (2016)). Burada n, parçacık yoğunluğu; T, sıcaklık; e, elektron yükü; ε_0 boşluğun dielektrik sabitidir. Plazma karakteristikleri şöyle sıralanabilir: nötrallik ve iyonizasyon derecesi, Debye uzunluğu, plazma frekansı, Larmor çapı ve siklotron frekansı, iletkenlik, tesir kesiti ve ortalama serbest yol, elektron enerji dağılımı. Plazmaların farklı türleri

mevcuttur. Özelliklerine göre plazmalar şu şekilde sınıflandırılabilir: sıcaklıklarına göre, düşük sıcaklıklı plazmalar (2000 K'den daha az), yüksek sıcaklıklı plazmalar (2000 K'den daha fazla); termodinamik dengesine göre, termal olmayan (nonthermal) plazmalar ($T_e \gg T_i \approx T_{gaz}$), termal plazmalar ($T_e \approx T_i \approx T_{gaz}$); basıncına göre, düşük basınçlı plazma (<1 Pa), orta basınçlı plazma (≈100Pa), atmosferik basınçlı plazma; iyonizasyon derecesine göre, zayıf iyonize plazma, tamamen iyonize plazma; nötralliğine göre, nötral plazma, nötral olmayan plazma; manyetizasyona göre, manyetik plazma, manyetik olmayan plazma; frekansa göre, DC deşarj plazma, RF (MHz) deşarj plazma, darbeli DC (kHz) plazma, mikrodalga deşarj (GHz) plazma; toz plazma. Görüldüğü gibi plazmaların farklı özellikleri sınıflandırılmalarında etkili olmuştur. Doğada ve yukarıda bahsedildiği gibi laboratuarlardaki plazmaların çoğu zayıf çiftlenimli (klasik, Debye) plazmalardır. Plazmalar daha genel olarak iki şekilde sınıflandırılabilirler ve bu sınıflandırmada plazmalar için iki önemli parametre vardır: plazma sıcaklığı T ve yoğunluğu n. Bu nedenle plazmalar çarpışmalı ve çarpışmasız durumda klasik veya kuantum plazmalar sınıflandırılabilirler (Murillo ve Weisheit, 1998; Bonitz vd., 2003). Ortalama enerjinin kinetik enerjiye oranıyla tanımlanan Coulomb çiftlenim parametresi, $n^{1/3}T$ ile orantılıdır. Termal hareketin baskın olduğu zayıf çiftlenimli durumlarda kolektif (çarpışmasız) etkiler daha baskın iken, güçlü çiftlenimli (çarpışmalı) durumlarda potansiyel enerji kinetik enerjiden daha önemlidir. Fermi sıcaklığının parçacık sıcaklığına oranı ile tanımlanan dejenere parametresi γ, $n^{2/3}T$ ile orantılıdır. γ <<1 ise plazmalar Maxwell dağılımı dahilinde klasik istatistik ile, $\gamma \geq 1$ ise kuantum istatistiği ile tanımlanır. Klasik (Debye) plazmalara kıyasla kuantum plazmalardaki Coulomb çiftlenim parametresi $n^{1/3}$'ün yerine $n^{-1/3}$ ile orantılı olur. Bu nedenle kuantum plazmalar için kolektif (çarpışmasız) olaylar daha yüksek yoğunluklarda önemli iken, klasik (Debye) plazmalar için daha düşük yoğunluklarda önemlidir (Lin ve Ho (2010d)).

Zayıf çiftlenimli (Debye) plazmalardaki etkileşimleri modellemek için gerekli potansiyel Maxwell-Boltzmann dağılımı ve Poisson denklemi kullanılarak kolaylıkla bulunabilir (Bahar vd. (2016)). İlgili potansiyel daha öncede bahsedildiği gibi SC potansiyelidir. Bununla birlikte plazma yoğunluğunun artması sonucu, komşu plazma parçacıklarının bağlı durum dalga fonksiyonlarının üst üste gelmesi nedeniyle kuantum etkileri daha önemli olmaya başlar. Bu nedenle parçacıklar arasındaki eşzamanlı etkileşimlerde hesaba katılmalıdır. Bu durumda kuantum plazma etkileri söz konusudur ve kuantum plazmayı modellemek için kullanılacak potansiyel olan ECSC potansiyeli, Debye plazması etkileşimlerini tanımlayan SC potansiyelinden oldukça farklı ve teorisi daha karmaşıktır (Shukla ve Eliasson, (2008)). MGECSC potansiyeli ise içerdiği parametrelerin farklı durumları sayesinde; Debye ve kuantum plazma etkileşimlerini modellemek için kullanılan, daha genel ve daha güçlü perdeleme etkileri sergileyen bir modeldir (Soylu (2012b)).

3.2 MGECSC potansiyeli

Plazmalardaki etkileşimleri modellemek için bu projede kullanılan model potansiyel MGECSC potansiyelidir. Bu potansiyel

$$V_{MGECSC}(r) = \frac{e^2}{r}(1+br)\exp(-r/\lambda)\cos(ar/\lambda) \quad (3.3)$$

olarak ifade edilir. Burada b, a ve λ perdeleme parametreleridir. Debye plazmada λ perdeleme parametresi λ_D Debye perdeleme parametresi olarak göz önüne alınabilir. a=0 durumu Debye plazma etkileşimlerini modellemek için uygun iken a≠ 0 durumu kuantum plazma etkileşimlerini modellemek için uygundur. Görüldüğü bu potansiyel daha genel ve uygun limitlerde PC potansiyelinin sonuçlarını veren bir yapıdadır (Bahar ve Soylu (2015a)).

3.3 Elektrik ve Manyetik Alan Etkisi

Bir dış elektrik ve manyetik alan varlığında, plazma ortamında iki elektronlu bir kuantum noktası için ilgili Hamiltonyen

$$H = H_{cm} + H_{rm} \quad (3.4)$$

olarak ifade edilir. Burada H_{cm} kütle merkezinin hareketine, H_{rm} ise bağıl hareke ilişkin Hamiltonyenlerdir ve aşağıdaki gibi ifade edilirler:

$$H_{cm} = \frac{1}{2M}(\boldsymbol{P} + \frac{Q}{c}A(\boldsymbol{R}))^2 + V_{dot}(\boldsymbol{R}) \quad (3.5)$$

$$H_{rm} = \frac{1}{2\mu}(\boldsymbol{p} + \frac{q}{c}A(\boldsymbol{r}))^2 + V_{dot}(r) + V_{MGECSC}(|\boldsymbol{r}|) + q\boldsymbol{F}.\boldsymbol{r} \quad (3.6)$$

Burada, $\boldsymbol{R} = (\boldsymbol{r_1} + \boldsymbol{r_2})/\boldsymbol{2}$ ve $\boldsymbol{P} = \boldsymbol{p_1} + \boldsymbol{p_2}$ kütle merkezinin (cm) koordinatları iken $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r_1} - \boldsymbol{r_2}$ ve $\boldsymbol{p} = (\boldsymbol{p_1} - \boldsymbol{p_2})/\boldsymbol{2}$ bağıl koordinatlardır. m^* elektronun kütlesi olmak üzere, kütle merkezi koordinatlarında $M = 2m^*$ ve toplam yük $Q = 2e$ iken, bağıl koordinatlarda indirgenmiş kütle ve yük sırasıyla $\mu = m^*/2$ ve $q = e/2$ 'dir. $A(\boldsymbol{R})$ ve $A(\boldsymbol{r})$ ise sırasıyla kütle merkezi ve bağıl koordinatlar için vektör potansiyeldir. **F** dış elektrik alandır. Elektrik ve manyetik alan incelemeleri için yapılan hesaplamalarda atomik birim sistemi (μ=ħ=c=e=1) kullanılmıştır.

3.3.1 İki Elektronlu Parabolik Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması aşağıdaki gibi parabolik olarak seçilmiştir:

$$V_{dot}(r) = \frac{1}{2}\mu\omega_0^2 r^2. \quad (3.7)$$

Burada, ω_0 kuşatma frekansıdır. Sistemin toplam dalga fonksiyonu $\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}) = \varphi(\boldsymbol{r})\theta(\boldsymbol{R})$, enerjisi $E = E_{cm} + E_{rm}$ olmak üzere Schrödinger denklemi $H\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}) = E\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R})$ olur. Manyetik alanın düzleme dik olarak uygulandığı durum göz önüne alınır ve vektör potansiyel için $\boldsymbol{A} = \left(\frac{1}{2}\right)(\boldsymbol{B}x\boldsymbol{r})$ ayar dönüşümü kullanılırsa, (3.5) denklemi $\omega = (\omega_0^2 + \omega_c^2/4)^{1/2}$ frekansını içeren genel iki boyutlu izotropik harmonik osilatör ve L_z ile orantılı bir terimin toplamı olur.

Burada, $\omega_c = QB/Mc$ siklotron frekansıdır ve $L_z = -i\hbar(\partial/\partial\varphi)$ açısal momentum operatörüdür. Ayrıca, iyi bilindiği gibi $[H, L_z] = 0$ ve $L_z\Psi = m\hbar\Psi$ 'dir. (3.5) denkleminin çözümleri çok iyi bilindiği için bu projede (3.6) denklemindeki bağıl harekete bağlı Hamiltonyen göz önüne alınacaktır. ω, L_z ve $q\boldsymbol{F}.\boldsymbol{r} = (qFr)$ kullanılırsa bağıl koordinatlara bağlı Hamiltonyen şu şekilde elde edilir:

$$H_{rm} = \frac{p^2}{2\mu} + \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2 + \frac{e^2}{r}(1+br)\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{ar}{\lambda}\right) + Fr + \frac{\omega_c}{2}L_z \tag{3.8}$$

Burada, F dış elektrik alan şiddeti, $\omega_c = eB/2\mu c$ ise B dış manyetik alan şiddeti ve c ışık hızı olmak üzere siklotron frekansı, $\omega = (\omega_0^2 + \omega_c^2/4)^{1/2}$ kuşatma frekansı ve manyetik alan etkisi dahilindeki frekans, L_z açısal momentum operatörüdür. Sistemin simetrisi için polar koordinatların kullanımı uygundur. Çözülmesi gereken Schrödinger denklemi şu şekilde elde edilmiştir:

$$\frac{d^2P(r)}{dr^2} + \left(E' - U_{eff}(r)\right)P(r) = 0. \tag{3.9}$$

Burada, E_{rm} bağıl koordinatlardaki enerji ve m manyetik kuantum sayısı olmak üzere $E' = 2E_{rm} - m\omega_c$'dir. Plazma ortamında ve dış alanların kombine etkisi altında bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktası için etkin potansiyel $U_{eff}(r)$ ise şu formda elde edilmiştir;

$$U_{eff}(r) = \frac{m^2-1/4}{r^2} + \omega^2 r^2 + \frac{2}{r}(1+br)\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{ar}{\lambda}\right) + 2Fr, \tag{3.10}$$

burada, $(m^2 - 1/4)/r^2$ terimi düzlemdeki hareketten kaynaklanır. $\omega^2 r^2$ terimi, $\omega = (\omega_0^2 + \omega_c^2/4)^{1/2}$ bağıntısı uyarınca parabolik kuantum noktasının kuşatma etkisini ve dış manyetik alanın şiddetini parametrize eder. $\frac{2}{r}(1+br)\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{ar}{\lambda}\right)$ terimi plazma ortamında parabolik bir kuantum noktasında etkileşen iki elektron arasındaki potansiyel enerjiyi belirler. $2Fr$ terimi ise dış elektrik alanın etkisidir. (3.9) denkleminin asimtotik iterasyon yöntemi ile çözülebilmesi için denklemin asimtotik davranışları incelenmiştir. Bu sayede çözüm iterasyonlarındaki polinomsal olmayan terimlerin ayıklanması amaçlanmıştır. Bu nedenle hem bu şartı hem de fiziksel şartları sağlayan dalga fonksiyonu şu şekilde önerilmiştir;

$$P(r) = r^{m+\frac{1}{2}}\exp(-\beta r)\,f(r). \tag{3.11}$$

Burada, β bir sabittir ve etkileşim potansiyelinin her farklı durumu için belirli bir değer aralığındadır. AİM'in kullanımına ait detaylı bilgiler (Ciftci vd., 2003; Ciftci vd. 2005; Saad vd., 2005) referanslarında bulunabilir. Ayrıca projenin 1.çıktısı olarak sunulan çalışmada da detaylar bulunmaktadır (Bahar ve Soylu (2018a)).

Bu kısım ile ilgili elde edilen sonuçlar ve bunların yorumları (Bahar ve Soylu (2018a)) referansında makale olarak yayımlanmış ve TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir.

3.3.2 İki Elektronlu Hulthen Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması için aşağıdaki Hulthen potansiyeli önerilmiştir.

$$V_{dot}(r) = -V_0 \frac{e^{-\alpha r}}{1-e^{-\alpha r}}\,, \tag{3.12}$$

burada, V_0 ve α derinlik ve erim parametreleridir. Debye ve kuantum plazma ortamlarında Hulthen kuşatma potansiyelli iki elektronlu kuantum noktasının enerji değerleri için bağıl koordinatlardaki Hamiltonyen şu şekilde elde edilmiştir:

$$H_{rm} = \frac{p^2}{2\mu} - V_0 \frac{e^{-\alpha r}}{1-e^{-\alpha r}} + \frac{\mu\,\omega_c^2}{8} r^2 + \frac{e^2}{r}(1+br)\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{ar}{\lambda}\right) + Fr + \frac{\omega_c}{2} L_z. \tag{3.13}$$

Burada, μ indirgenmiş kütle, F dış elektrik alan şiddeti, $\omega_c = eB/2\mu c$ ise B dış manyetik alan şiddeti ve c ışık hızı olmak üzere siklotron frekansıdır. L_z açısal momentum operatörüdür. Sistemin simetrisi için polar koordinatların kullanımı uygundur. Çözülmesi gereken Schrödinger denklemi şu şekilde elde edilmiştir:

$$\frac{d^2P(r)}{dr^2} + \left(E' - U_{eff}(r)\right)P(r) = 0. \tag{3.14}$$

Burada, E_{rm} bağıl koordinatlardaki enerji ve m manyetik kuantum sayısı olmak üzere $E' = 2E_{rm} - m\omega_c$'dir. Plazma ortamında ve dış alanların kombine etkisi altında bulunan iki elektronlu Hulthen kuantum noktası için etkin potansiyel $U_{eff}(r)$ ise şu formda elde edilmiştir;

$$U_{eff}(r) = \frac{m^2-1/4}{r^2} - 2V_0 \frac{e^{-\alpha r}}{1-e^{-\alpha r}} + \frac{2}{r}(1+br)\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{ar}{\lambda}\right) + 2Fr + \frac{\omega_c^2}{4} r^2, \tag{3.15}$$

Burada, m manyetik kuantum sayısı olmak üzere $(m^2-1/4)/r^2$ düzlemsel hareketten kaynaklanan merkezsel terimdir. $-2V_0 \frac{e^{-\alpha r}}{1-e^{-\alpha r}}$ terimi Hulthen kuantum noktasının kuşatma etkisini tanımlar. $\frac{2}{r}(1+br)\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{ar}{\lambda}\right)$ terimi plazma ortamında Hulthen kuantum noktasında etkileşen iki elektron arasındaki potansiyel enerjiyi belirler. $2Fr$ terimi dış elektrik alanın etkisini içerir. $\frac{\omega_c^2}{4} r^2$ terimi ise dış manyetik alanın kuşatma etkisini tanımlar. (3.14) denkleminin asimtotik iterasyon yöntemi ile çözülebilmesi için denklemin asimtotik davranışları incelenmiştir. Böylece nümerik çözüm iterasyonlarındaki polinomsal olmayan terimler elenerek iteratif çözümün gerçekleştirilmesi kolaylaştırılmıştır. Bu bağlamda fiziksel dalga fonksiyonu (3.11) denklemindeki gibi önerilebilir.

Bu kısım ile ilgili elde edilen sonuçlar ve bunların yorumları (Bahar ve Soylu (2018b)) referansında makale olarak yayımlanmış ve TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir.

3.4 Lazer Alanı Etkisi

Bir dış elektromanyetik alan altında plazma ortamındaki iki elektronlu bir kuantum noktası için ilgili Hamiltonyen (3.4) denklemindeki gibi ifade edilir. H_{cm} kütle merkezinin hareketine, H_{rm} ise bağıl hareke ilişkin hamiltonyenler (3.5) ve (3.6) denklemlerindeki gibi ifade edilirler, ancak vektör potansiyeller zamana bağlıdır: $\boldsymbol{A_R} = \boldsymbol{A}(\boldsymbol{R}, t)$ ve $\boldsymbol{A_r} = \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}, t)$ elektromanyetik radyasyon alanını tanımlayan vektör potansiyellerdir. Plazmadaki iki elektronlu bir kuantum noktasını tanımlayan özdeğer denklemi şu şekilde elde edilir:

$$\left[\frac{\left(\boldsymbol{p}+\frac{q}{c}\boldsymbol{A}\right)^2}{2\mu} + V_{dot}(r) + V_{MGECSC}(|\boldsymbol{r}|)\right]\Psi(\boldsymbol{r}, t) = i\hbar\frac{\partial\Psi(\boldsymbol{r},t)}{\partial t}, \tag{3.16}$$

burada elektromanyetik radyasyon alanı, $\boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{A} = 0$ ve **Φ(r)**=0 Coulomb ayarı ile, $\boldsymbol{F} = \partial\boldsymbol{A}/\partial t$ vasıtasıyla $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}, t)$'ye bağlıdır.

Bu sistemde lazer alanının etkisi için giydirilmiş-potansiyel kullanılarak yaklaşıklık yapılır, ve lazer alanının zaman bağımlılığı yaklaşıklık dahilinde gözönüne alınır. Lazer alanının etkisi sadece kuantum noktası kuşatmasına dahil edilir. Bu durumun sebebi için giydirilmiş-potansiyel kavramını derinlemesine incelemek gerekir. Kuantum noktasındaki iki elektron sisteminin referans çerçevesine göre kuantum noktası durgundur ve lazer alanı altında salınım yapar. Bununla birlikte kuantum noktasındaki birinci elektron ikinci elektron ile birlikte salınacaktır. Diğer bir deyişle lazer alanı her iki elektrona da eşit bir şekilde etkiyecek ve iki elektron arasındaki **r** bağıl mesafesi değişmeyecektir. Sonuç olarak, lazer alanı kuantum noktasını etkilerken elektron-elektron etkileşimini değiştirmeyecektir. Ehlotzky yaklaşımı (Ehlotzky (1985)) ve Kramers-Henneberger dönüşümü (Henneberger, 1968; Kramers, 1956) yapılarak lazer etkili iki elektronlu parabolik kuantum noktası için bağıl koordinatlardaki Hamiltonyen şu şekilde elde edilir:

$$H_{rm} = \frac{-\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + \frac{1}{2}[V_{dot}(r+\alpha_0) + V_{dot}(r-\alpha_0)] + V_{MGECSC}(|\boldsymbol{r}|), \tag{3.17}$$

burada, $\alpha_0 = eF_0/\mu\omega^2$'dir. F_0 elektromanyetik alanın genliği, ω ise elektromanyetik alanın frekansıdır. α_0, lazer şiddeti parametresidir ve lazer giydirme parametresi olarak isimlendirilir. α_0, bağıl elektronun lazer alanının etkisi altındaki salınımı için hareket genliğini tanımlar. Lazer alanı incelemeleri için yapılan hesaplamalarda atomik birim sistemi (μ=$\hbar$=c=e=1) kullanılmıştır.

3.4.1 İki Elektronlu Parabolik Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması aşağıdaki gibi parabolik olarak seçilmiştir.

$$V_{dot}(r) = \frac{1}{2}\mu\omega_0^2 r^2 \tag{3.18}$$

burada ω_0 kuşatma frekansıdır. Küresel koordinatlar kullanılarak H_{rm} Hamiltonyeni düzenlenirse aşağıdaki Schrödinger denklemi elde edilir:

$$\frac{d^2u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}\Big(E - U_{eff}(r)\Big)u(r) = 0, \tag{3.19}$$

burada,

$$U_{eff}(r) = \frac{1}{2}[V_{dot}(r+\alpha_0) + V_{dot}(r-\alpha_0)] + V_{MGECSC}(r) + \frac{l(l+1)h^2}{2\mu r^2}, \tag{3.20}$$

burada, l yörünge kuantum sayısıdır. $l(l+1)h^2/2\mu r^2$ terimi açısal momentumdan kaynaklanan, r=0'da parçacığın kuvvet merkezine yaklaşmasını engelleyen çekici merkezsel potansiyeldir. (1/2) $[V_{dot}(r+\alpha_0) + V_{dot}(r-\alpha_0)]$ terimi plazmalarda iki elektronlu parabolik kuantum noktası üzerine lazer alanının etkisini karakterize eder. $V_{MGECSC}(r)$ terimi ise Debye ve kuantum plazmalarda iki elektron arasındaki etkileşim enerjisidir. (3.19) denkleminin asimtotik iterasyon metodu ile çözülebilmesi için aşağıdaki fiziksel dalga fonksiyonu önerilmiştir:

$$u(r) = r^{l+1}\exp\big(-\beta_1 r - \beta_2 r^2\big)f(r), \tag{3.21}$$

burada, $\beta_{1,2}$ sabitlerdir ve çözüm iterasyonlarının hızı ve dengesi parametrelerin nümerik değerlerine bağlı olarak değişir. AİM'in kullanımına ait detaylı bilgiler (Ciftci vd., 2003; Ciftci vd. 2005; Saad vd., 2005) referanslarında bulunabilir. Ayrıca projenin 3.çıktısı olarak sunulan çalışmada da detaylar bulunmaktadır (Bahar ve Soylu (2018c)).

Bu kısım ile ilgili elde edilen sonuçlar ve bunların yorumları (Bahar ve Soylu (2018c)) referansında makale olarak yayımlanmış ve TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir.

3.4.2 İki Elektronlu Pseudoharmonik Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması aşağıdaki gibi pseudoharmonik olarak seçilmiştir.

$$V_{dot}(r) = V_0\left(\frac{r}{R_0} - \frac{R_0}{r}\right)^2 \tag{3.22}$$

Burada, R_0 kuantum noktası kuşatmasının sıfır noktasını belirlerken, V_0 iki elektron üzerine kuşatmanın şiddetini belirler. Küresel koordinatlar kullanılarak H_{rm} Hamiltonyeni düzenlenirse denklem (3.19) ve (3.20)'teki yapı elde edilir. Pseudoharmonik kuantum noktası sisteminde, (3.19) denkleminin asimtotik iterasyon metodu ile çözülebilmesi için aşağıdaki fiziksel dalga fonksiyonu önerilmiştir:

$$u(r) = r^{l+1}\exp(-\beta^2 r^2)f(r), \tag{3.23}$$

burada, β bir sabittir ve çözüm iterasyonlarının hızı ve dengesi için parametrelerin nümerik değerlerine bağlı olarak değişir. AİM'in kullanımına ait detaylı bilgiler (Ciftci vd., 2003; Ciftci vd. 2005; Saad vd., 2005) referanslarında bulunabilir.

3.5 Hız-Bağımlı Potansiyel Etkisi

Hız-bağımlı toplam potansiyel, lokal potansiyelin ($V_{eff}(r)$) ve izotropik hız-bağımlı lokal potansiyelin ($V(r,p)$) bir süperpozisyonu olarak şöyle verilir (Jaghoub (2001, 2002a, 2002b, 2006a, 2006b, 2006c)):

$$V_{toplam}(r,p) = V_{eff}(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu}(F(r).\nabla^2 + \nabla F(r).\nabla). \tag{3.24}$$

Burada F(r), radyal değişken r'nin izotropik form faktör fonksiyonudur. Öte yandan plazma ortamında bulunan bir kuantum noktasında etkileşen iki elektron için Hamiltonyen (3.4) denklemiyle ifade edilir. Burada H_{cm} kütle merkezinin hareketine, H_{rm} ise bağıl hareke ilişkin hamiltonyenlerdir ve aşağıdaki gibi ifade edilirler:

$$H_{cm} = \frac{1}{2M}\boldsymbol{P}^2 + V_{dot}(\boldsymbol{R}) \tag{3.25}$$

$$H_{rm} = \frac{1}{2\mu}\boldsymbol{p}^2 + V_{dot}(r) + V_{MGECSC}(|\boldsymbol{r}|) \tag{3.26}$$

burada, $\boldsymbol{R}$ ve $\boldsymbol{P}$ kütle merkezinin (cm) koordinatları iken $\boldsymbol{r}$ ve $\boldsymbol{p}$ bağıl koordinatlardır. H_{cm} plazma etkisi içermez ve bu nedenle hız-bağımlı potansiyel etkisinde özdeğerlerini bulmak kolaydır. Ancak, amacımız plazma ortamındaki hız-bağımlı potansiyel etkilerini bulmak olduğu için H_{rm}'nin hız-bağımlı toplam potansiyel dahilideki özdeğerlerini bulmaya odaklanırız. İki elektron sistemin toplam dalga fonksiyonu $\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}) = \varphi(\boldsymbol{r})\theta(\boldsymbol{R})$, enerjisi $E = E_{cm} + E_{rm}$ olmak üzere Schrödinger denklemi $H\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}) = E\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R})$ olur. Çözülmesi gereken dalga denklemi ise $H_{rm}\varphi(\boldsymbol{r}) = E_{rm}\,\varphi(\boldsymbol{r})$'dir. Bu durumda hız-bağımlı potansiyel dahilinde dalga denklemi şu forma dönüşür:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V_{toplam}(r,p) - E_{rm}\right]\varphi(\boldsymbol{r}) = 0. \tag{3.27}$$

Bu denklemde $\varphi(\boldsymbol{r}) = r^{-1}u(r)$ dönüşümü yapılır ve $F(r) = \gamma\rho(r)$ (γ bir sabit) form faktörü kullanırsa, $2\mu=\hbar=1$ birim sisteminde aşağıdaki denklem elde edilir:

$$u''(r) - \left[u'(r) - \frac{u(r)}{r}\right]\frac{\gamma\rho'(r)}{1-\gamma\rho(r)} + \frac{E_{rm}-V_{eff}(r)}{1-\gamma\rho(r)}u(r) = 0\ , \tag{3.28}$$

buradaki etkin potansiyel $V_{eff}(r)$ ise

$$V_{eff}(r) = \frac{l(l+1)}{r^2} + V_{dot}(r) + V_{MGECSC}(r) \tag{3.29}$$

olarak ifade edilir.

3.5.1 İki Elektronlu Parabolik Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması aşağıdaki gibi parabolik olarak seçilmiştir:

$$V_{dot}(r) = \frac{1}{2}\mu\omega_0^2 r^2. \tag{3.30}$$

Burada, ω_0 kuşatma frekansıdır. Hız-bağımlı potansiyel incelemeleri boyunca $\gamma = 1$ alınmıştır. İzotropik form faktörü ise diğer bir deyişle hız-bağımlı potansiyel terimi harmonic salınıcı tipinde ($\rho(r) = \rho_0 r^2$) ve sabit ($\rho(r) = \rho_0$) olarak seçilmiş ve iki farklı inceleme

yapılmıştır. ρ_0 bir sabittir ve hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının şiddetini belirler. Denklem (3.28)'nin asimtotik davranışları incelenerek şu fiziksel dönüşüm önerilmiştir:

$$u(r) = r^{\iota+1} e^{-\beta r} f(r). \quad (3.31)$$

Burada, β daha öncede belirtildiği gibi çözüm iterasyonlarının satbilleşmesini ve hızını etkileyen önemli bir sabittir. AİM'in kullanımına dair detaylar projenin çıktılarında ayrıntılı olarak verilmiştir.

3.5.2 İki Elektronlu Cornell Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması aşağıdaki gibi parabolik-lineer-Coulomb (Cornell) olarak seçilmiştir:

$$V_{dot}(r) = a_1 r^2 + b_1 r - \frac{c_1}{r}. \quad (3.32)$$

Burada a_1 , b_1 ve c_1 kuantum noktası parametreleridir. Hız-bağımlı potansiyel incelemeleri boyunca $\gamma = 1$ alınmıştır. İzotropik form faktörü ise diğer bir deyişle hız-bağımlı potansiyel terimi harmonic salınıcı tipinde ($\rho(r) = \rho_0 r^2$) olarak seçilmiştir. ρ_0 bir sabittir ve hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının şiddetini belirler. Denklem (3.28)'in asimtotik davranışları incelenerek şu fiziksel dönüşüm önerilmiştir:

$$u(r) = r^{\iota+1} e^{-\beta_1 r - \beta_2 r^2} f(r). \quad (3.33)$$

Burada, $\beta_{1,2}$ daha öncede belirtildiği gibi çözüm iterasyonlarının stabilleşmesini ve hızını etkileyen önemli bir sabitlerdir. AİM'in kullanımına dair detaylar projenin çıktılarında ayrıntılı olarak verilmiştir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Proje başvuru formunda belirtilen işler, iş çizelgesi temel alınarak aşamalı olarak yürütülmüştür. Öncelikle projede kullanılacak yazılımların oluşturulup geliştirilmesi ve literatürdeki çalışmaların sonuçları ile uygun limitlerde uyumunun sağlanmasına çalışılmıştır. Sonrasında ise, en fiziksel kuantum noktası kuşatma potansiyelleri araştırılmıştır. Gerekli literatür çalışmalarını yaptıktan sonra projenin amacı doğrultusunda yazılımlar geliştirilmiş ve bunlar uygun limitler dahilinde test edilmişlerdir. Test aşamalarında pertürbatif ve ansatz yaklaşımlardan da faydalanılmıştır. Test aşaması bitiminde ise bu yazılımlar kullanılarak iki elektronlu parabolik ve Hulthen kuantum noktalarının enerjileri üzerine elektrik ve manyetik alanın etkileri, iki elektronlu parabolik ve pseudoharmonik kuantum noktalarının enerjileri üzerine lazer alanının etkileri, ve son olarak iki elektronlu parabolik ve Cornell kuantum noktalarının enerjileri üzerine hız-bağımlı potansiyel alanının etkileri detaylıca incelenmiştir. Proje süresinde, proje ile ilgili yapılan çalışmalar maddeler halinde aşağıda sunulmuştur.

4.1 Elektrik ve Manyetik Alan Etkileri Üzerine Yapılan Çalışmalar

4.1.1. Parabolik Kuantum Noktası

Kuantum noktasının enerji değerlerini hesaplamak maksadı ile (3.9) denklemini asimtotik iterasyon yöntemi ile nümerik olarak çözebilmek için gerekli yazılımlar "mathematica" programında yapılmış ve test edilmiştir. MGECSC potansiyelinin Coulomb limitinde literatür sonuçları değerlendirilerek yazılımın test edilmesi sağlanmıştır. Tablo 4.1'de ilgili sonuçlar gösterilmiştir.

Tablo 4.1. (Soylu (2012a)) ve (Garcia-Castelen vd. (1998)) referanslarının sonuçları ile mevcut sonuçlarımızın (MGECSC potansiyelinin $a = b = 0,\ \lambda \to \infty$ limitinde) $(1/2)\hbar\omega_0$ biriminde kıyaslanması. R^* etkin Rydberg sabiti olmak üzere $\lambda' = 2\sqrt{R^*/h\omega_0}$

	$\lambda' = 1$			$\lambda' = 10$		
(n,|m|)	**Mevcut Sonuçlar**	**(Soylu, 2012a)**	**(Garcia-Castelen vd.,1998)**	**Mevcut Sonuçlar**	**(Soylu, 2012a)**	**(Garcia-Castelen vd.,1998)**
(0,0)	3.46952	3.46952	3.46952	10.48157	10.48157	10.4816
(1,0)	7.23606	7.23606	7.2340	14.03797	14.03797	14.0379
(2,0)	11.08720	11.08720	11.08720	17.66717	17.66717	17.6671
(0,1)	4.85534	4.85534	4.85534	10.84954	10.84954	10.8495
(1,1)	8.75937	8.75937	8.75937	14.46218	14.46218	14.6222

(2,1)	12.69607	12.69607	12.9691	18.14203	18.14203	18.1420

Görüldüğü gibi elde edilen sonuçlar literatür sonuçları ile çok iyi bir uyum içerisindedir. Bu nedenle problemin çözümüne dair test edilen yazılımın verdiği sonuçlar güvenilirdir.

Elektrik ve manyetik alanın kombine etkisi dahilinde Debye ve kuantum plazma ortamında bulunan iki elektronlu bir parabolik kuantum noktasının enerji seviyeleri üzerine altı tane model parametresi vardır: a, b, λ, F, ω_c ve ω_0. Debye ve kuantum plazma ortamları a ve b parametrelerinin dört farklı seti ile modellenmiştir. Tablo 4.2'de a, b ve λ parametrelerinin kuantum noktasının enerjileri üzerine etkisi MGECSC potansiyelinin en genel hali için gösterilmektedir.

Tablo 4.2. $\omega_c = 0.5$, $\omega_0 = 0.5$ ve F=0.001 iken MGECSC potansiyeli (a=b=1, λ=10-300; a=1, b=0.1-5, λ=100; a=0.1-5, b=1, λ=100) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

a=b=1						
(n,|m|)	**λ=10**	**λ=30**	**λ=50**	**λ=100**	**λ=200**	**λ=300**
(0,0)	2.204694	2.390171	2.427398	2.455269	2.469180	2.473813
(1,0)	3.167045	3.386147	3.430990	3.464675	3.481515	3.487127
(2,0)	4.168779	4.415676	4.467023	4.505691	4.525043	4.531495
a=1, λ=100						
(n,|m|)	**b=0.1**	**b=0.3**	**b=0.8**	**b=1.5**	**b=3**	**b=5**
(0,0)	1.571297	1.767741	2.258837	2.946333	4.419385	6.383127
(1,0)	2.585983	2.781253	3.269416	3.952813	5.417114	7.369257
(2,0)	3.631528	3.825791	4.311437	4.991315	6.448086	8.390215
b=1, λ=100						
(n,|m|)	**a=0.1**	**a=0.3**	**a=0.8**	**a=1.5**	**a=3**	**a=5**
(0,0)	2.455533	2.455511	2.455365	2.454936	2.453138	2.448871
(1,0)	3.465122	3.465086	3.464838	3.464111	3.461065	3.453843
(2,0)	4.506321	4.506270	4.505920	4.504897	4.500607	4.490451

Debye ve kuantum plazmanın diğer üç potansiyel seti ile incelenmesi dahilindeki sonuçlar projenin 1.çıktısında detaylı bir şekilde gösterilmiştir. Dış alanların kombine etkisi dahilinde λ parametresinin 10'dan 300'e çeşitli değerleri için kuantum noktasının enerji değerlerinin arttığı gözlenmiştir. Burada önemli olan nokta, Debye plazma ortamında λ parametresinin plazma sıcaklığı (T) ve plazma yoğunluğuna bağlılığı göz önüne alındığında, kuantum noktasının enerji düzeylerinin T ve n kullanılarak nasıl değiştirileceğinin ortaya çıkarılmasıdır.

Aynı sonuç kuantum plazma içinde geçerlidir. Plazma ortamındaki kuantum noktasının enerjilerini artıran bazı dış veya perdeleme etkilerini modelleyen b parametresinin artışı da enerjilerin artmasına neden olmaktadır. Ancak, enerjileri artırmada b parametresi λ parametresine göre daha baskındır. Buradan b ile modellenen etkilerin enerjiler üzerine T ve n'den daha baskın olduğu anlaşılmaktadır. Bununla birlikte a parametresinin enerjiler üzerine davranışı b ve λ parametrelerininkinden farklıdır, ve enerjilerin yavaş bir şekilde azalmasına neden olur. Kuantum plazma ortamında iki elektronlu kuantum noktasının a ile modellenen enerjileri azaltıcı bazı dış veya perdeleme etkileri, b ve λ 'nın modellediği etkilere kıyasla daha az etkilidir. İki elektronlu kuantum noktasının enerjileri üzerine plazma parametrelerinin baskınlığı sırasıyla b, λ ve a olarak tespit edilmiştir.

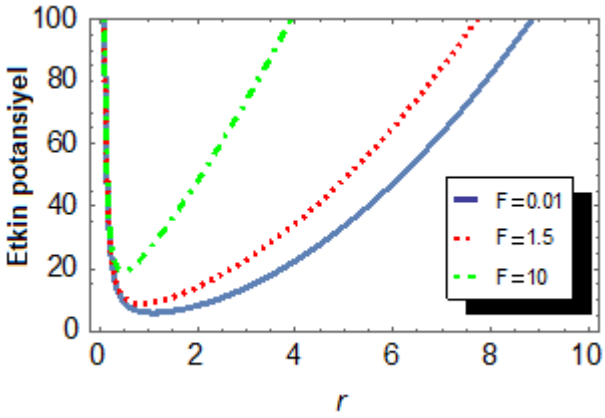
Tablo 4.3'te MGECSC potansiyelinin en genel hali ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu kuantum noktasının enerjileri elektrik alanın, manyetik alanın ve kuşatma frekansının çeşitli değerleri için incelenmiştir. MGECSC potansiyelinin diğer üç formu ile yapılan incelemeler projenin 1.çıktısında detaylı bir şekilde gösterilmiştir (Bahar ve Soylu (2018a)). MGECSC potansiyeli en genel potansiyel olduğu ve diğer üç setin sonuçlarının benzerini sunduğu için sonuç raporunda sadece MGECSC potansiyeline dair bulgular verilmiştir (Bahar ve Soylu (2018a)).

Tablo 4.3. $a)$ F=0-1, $\omega_0 = \omega_c = 0.5$ $b)$ $\omega_c = 0 - 5$, $\omega_0 = 0.5$, F=1 c) $\omega_0 = 0 - 5$, $\omega_c = 1$, F=0.1 için MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=100) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

(a)	**F=0**	**F=0.001**	**F=0.005**	**F=0.1**	**F=0.5**	**F=1**
(0,0)	2.453483	2.455269	2.462403	2.627703	3.251881	3.916379
(1,0)	3.462304	3.464759	3.474156	3.695980	4.568571	5.549765
(2,0)	4.502817	4.505691	4.517186	4.787148	5.865905	7.105211
(0,1)	2.943931	2.945982	2.954178	3.145034	3.881133	4.688802
(1,1)	3.998678	4.001293	4.011744	4.256683	5.226710	6.328347
(2,1)	5.071031	5.074147	5.086520	5.377290	6.542591	7.887611
(b)	$\boldsymbol{\omega_c = 0}$	$\boldsymbol{\omega_c = 0.5}$	$\boldsymbol{\omega_c = 1}$	$\boldsymbol{\omega_c = 1.5}$	$\boldsymbol{\omega_c = 3}$	$\boldsymbol{\omega_c = 5}$
(0,0)	2.517239	2.627703	2.900194	3.247810	4.394955	5.909722
(1,0)	3.479971	3.695980	4.235840	4.937437	7.339749	10.667571
(2,0)	4.461403	4.787148	5.603967	6.672012	10.371702	10.568358
(0,1)	2.752577	3.145034	3.751564	4.465975	6.810387	10.023426
(1,1)	3.752902	4.256683	5.144735	6.231648	9.893540	15.000350
(2,1)	4.760485	5.377290	6.550760	8.014728	13.007008	20.021033

(c)	$\omega_0 = 0$	$\omega_0 = 0.5$	$\omega_0 = 1$	$\omega_0 = 1.5$	$\omega_0 = 3$	$\omega_0 = 5$
(0,0)	2.517239	2.900194	3.623810	4.394955	6.644745	9.466247
(1,0)	3.479797	4.235840	5.711167	7.339749	12.330491	18.923474
(2,0)	4.461403	5.603967	7.857187	10.371702	18.185651	28.646789
(0,1)	3.252577	3.751564	4.728976	5.810387	9.130135	13.520444
(1,1)	4.252902	5.144735	6.912731	8.893539	15.072764	23.370812
(2,1)	5.260486	6.550766	9.118414	12.007015	21.066126	33.292782

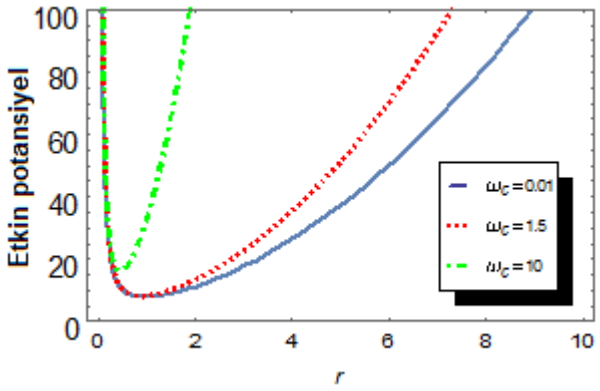
Plazma ortamı içindeki iki elektronlu parabolik kuantum noktası üzerine uygulanan dış elektrik alan hem sistemin enerji seviyelerini ötelediği için hem de bir uyarma kaynağı olduğu için işlevsel bir etken olmuştur. Ancak, ters yönde uygulanan elektrik alan sistemin enerji değerlerinin azalmasına neden olur (Bahar ve Soylu (2018a)). Elektrik alanın önemli bir kuantum sınırlama etkisi oluşturduğu enerji değerlerinin yanı sıra elektrik alanın artması sonucu etkin potansiyelin iticiliğinin artmasından da anlaşılmaktadır (bkz. Şekil 4.1).



Şekil 4.1. F=0.01, 1.5, 10 dış elektrik alanı için a=b=1, λ=100, $\omega_0 = 1,\ \omega_c = 1,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)

Elektrik alanın enerji değerlerini artırmasının yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralığını artırması da önemlidir. Bu bağlamda, $E_{n,|m|}$ enerji seviyeleri ve $\Delta E = E_{10} - E_{00}$ enerji aralığı olmak üzere, $\omega_0 = 0.5,\ \omega_c = 0$, a=1, b=1, λ=100 değerleri göz önüne alındığında, F=0.001 için ΔE=0.901016 a.u., F=0.1 için ΔE=0.962558 a.u., F=1 için ΔE=1.553581 a.u. ve F=5 için ΔE=3.839672 a.u. sonuçları elde edilmiştir. Görüldüğü gibi elektrik alanın artması kuantum seviyeleri arasındaki enerji aralığını artırmaktadır. Bu durum Debye ve kuantum plazma incelemelerinin tamamında ve mümkün seviyeler arasındaki geçişlerin tümünde gözlenmiştir. Plazma ortamında bulunan iki elektronlu kuantum noktasının güçlü elektrik alan rejiminde kuantum seviyeleri arasındaki enerji aralığı zayıf elektrik alandaki enerji aralıklarına kıyasla

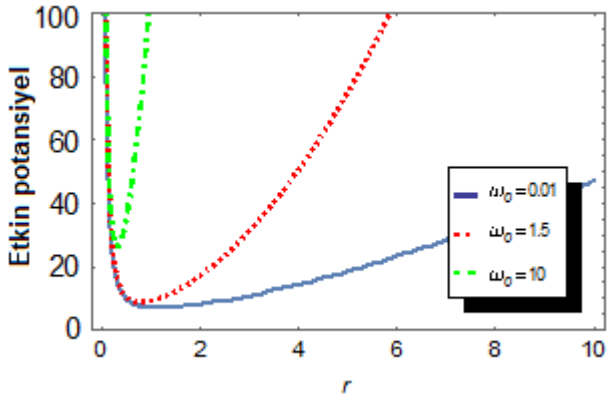
daha büyük olduğu için bu kuantum noktası herhangi bir etkiyle uyarıldığında yayacağı fotonun frekansı güçlü elektrik alan etkisinde daha büyük olacaktır. Dolayısıyla elektrik alan kuantum noktasının yayacağı ışığın frekansının ayarlanmasında fonksiyonel bir etki oluşturmaktadır. Tablo 4.3b'den de görüldüğü gibi dış elektrik alanın varlığında ve yokluğunda, manyetik alanın güçlü ve zayıf rejimlerinde iki elektronlu kuantum noktasının enerjileri incelenmiş ve manyetik alan artışının plazmanın bütün sıcaklık ve parçacık yoğunluğu durumunda enerjileri artırdığı tespit edilmiştir. Manyetik alanın artışı da elektrik alanda olduğu gibi etkin potansiyelin iticiliğini artırmaktadır (bkz. Şekil 4.2).



Şekil 4.2. ω_c=0.01, 1.5, 10 manyetik alanı için a=b=1, λ=100, $\omega_0 = 1,\ F = 1,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)

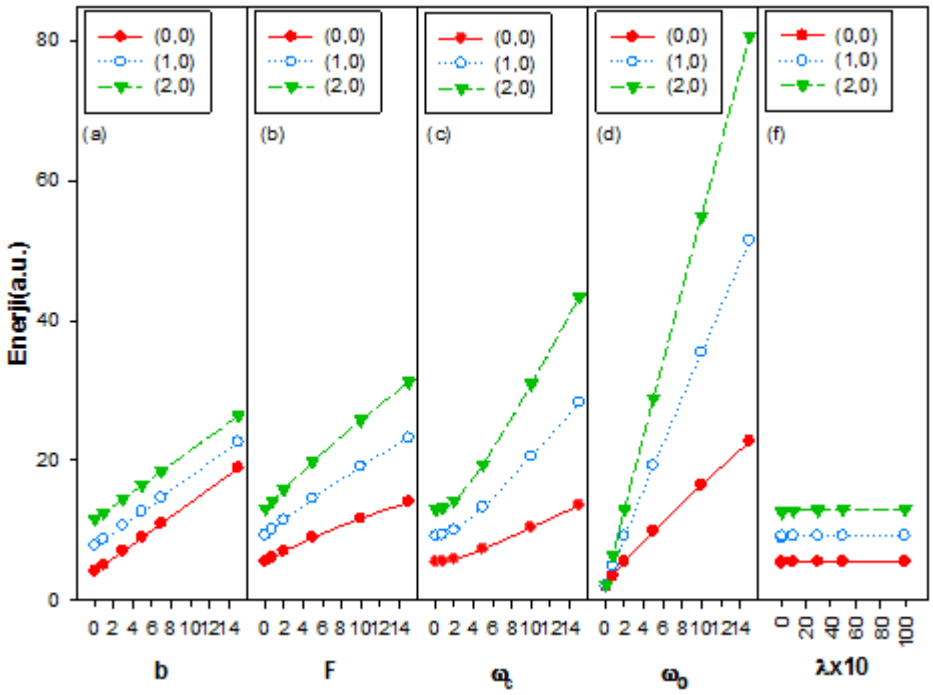
Bu iticilik elde edilen enerji değerleri ile de örtüşmektedir. Dış manyetik alanın meydana getirdiği bu kuantumsal sınırlama enerji seviyelerinin lokalizasyonlarını artırmasının yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralığını da artırır. Bu bağlamda, $E_{n,|m|}$ enerji seviyeleri ve $\Delta E = E_{10} - E_{00}$ enerji aralığı olmak üzere, $\omega_0 = 0.5,\ F = 0,$ a=1, b=1, λ=100 değerleri göz önüne alındığında, ω_c=0.001 için ΔE=0.900405 a.u., ω_c=1 için ΔE=1.281462 a.u. ve ω_c=5 için ΔE=4.725248 a.u. sonuçları elde edilmiştir. Bu durumdaki bir kuantum noktası uyarılırsa yayacağı fotonların frekansının aynı olmayacağı açıktır. Bu nedenle plazma ortamındaki iki elektronlu parabolik bir kuantum noktasının yayacağı fotonların enerjileri için manyetik alan ayarlayıcı bir parametre olarak göz önüne alınabilir. Buradaki fiziksel davranış MGECSC potansiyelinin diğer üç modeli ve mümkün bütün seviyeler için geçerlidir. Bir plazma ortamında etkileşen iki elektronu parabolik bir kuantum noktasına hapsetmek etkileşen iki elektronun enerjilerini değiştirerek önemli kuantum mekaniksel sonuçların oluşmasına neden olmuştur. Tablo 4.3c'nin ilk sütununda görüldüğü gibi elektronlar sadece plazma ortamındadır, yani kuantum noktası içinde değillerdir. Diğer sütunlar incelendiğinde, ki bu sütunlarda elektronlar kuantum noktası içine sınırlanmışlardır, elektronların kuantum noktası içerisine sınırlanmaları ve kuşatılma frekansının artması enerji seviyelerinin

lokalizasyonlarının artmasına neden olmaktadır. Bu durum etkin potansiyel profilinde de doğrulanmaktadır ((bkz. Şekil 4.3).



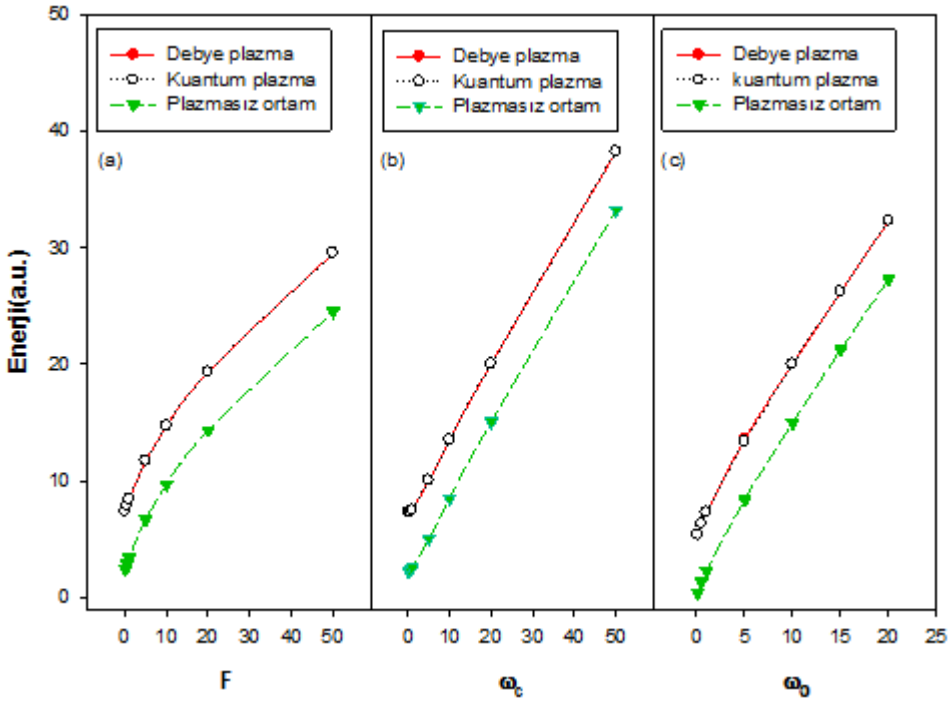
Şekil 4.3. ω_0=0.01, 1.5, 10 manyetik alanı için a=b=1, λ=100, $\omega_c = 1,\ F = 1,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)

Ayrıca, kuşatma frekansı artışı enerjileri artırmasının yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralıklarının artmasına da neden olur. Bu bağlamda, , $E_{n,|m|}$ enerji seviyeleri ve ΔE=$E_{10} - E_{00}$ enerji aralığı olmak üzere, $\omega_c = 1,\ F = 0.1,$ a=1, b=1, λ=100 değerleri göz önüne alındığında, ω_0=0.5 için ΔE=1.335646 a.u., ω_0=1.5 için ΔE=2.944794 a.u. ve ω_0=5 için ΔE=9.457227 a.u. sonuçları elde edilmiştir. Görüldüğü gibi kuantum noktasının uyarma sonucu yayacağı ışığın frekansı kuşatma frekansının değiştirilmesi ile de ayarlanabilir. Şekil 4.4'te kuantum plazma ortamında bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının (0,0), (1,0) ve (2,0) kuantum seviyelerinin enerjileri üzerine b, F, ω_c, ω_0 ve λ parametrelerinin etkisi gösterilmektedir. Görüldüğü gibi, b, F, ω_c ve ω_0 parametrelerinin hepside enerjileri artırmaktadır. Enerjileri artırmakta en baskın etki kuantum noktası kuşatmasına ait iken en zayıf etki ise plazma ortamına aittir. Seviyeleri arasındaki enerji aralığını artırmada da parametrelerin etkisi net bir şekilde ortaya konmuştur. Şekil 4.4 incelendiğinde enerjileri artırmada b, F, ω_c ve ω_0 parametrelerinin birbirlerine alternatiflikleri gözlenmektedir. Fakat, seviyeler arasındaki enerji aralığını artırmada dış alanlar ve kuşatma frekansı öne çıkmaktadır. Yani, seviyeler arasındaki enerji aralığını artırmada F, ω_c ve ω_0 birbirlerine alternatiftir.



Şekil 4.4. a) a=1.5, b=0.1-15, λ=200,$\omega_0 = 2$, ω_c =F=0 b) a=1.5, b=1.5, λ=200, $\omega_0 = 2$, $\omega_c = 0$, F=0.1-15 c) a=1.5, b=1.5, λ=200, $\omega_0 = 2$, $\omega_c = 0.1 - 15$, F=0 d) a=1.5, b=1.5, λ=200, $\omega_0 = 0.1 - 15$, $\omega_c = 0$, F=0 e) a=1.5, b=1.5, λ=10-1000, $\omega_0 = 2$, $\omega_c = 0$, F=0 için MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji seviyeleri

Dış alanların kombine etkisi altında, plazma ortamının varlığının ve türünün (Debye ve kuantum plazma) kuantum noktasının enerjileri üzerine önemli etkileri tespit edilmiştir. Şekil 6'da Debye plazma, kuantum plazma ve plazmasız bir ortamda bulunan iki elektronlu kuantum noktasının taban durum enerjilerinin F,ω_c ve ω_0 parametrelerine bağlılığı gösterilmektedir.



Şekil 4.5. a) $\omega_c = 0$, $\omega_0 = 1$ iken dış elektrik alanın (F) zayıf ve güçlü değerleri b) F=0, $\omega_0 = 1$ iken dış manyetik alanın zayıf ve güçlü değerleri c) $\omega_c = 0$, $\omega_0 = 0$ iken kuşatma frekansının (ω_0) zayıf ve güçlü değerleri için a=0, b=5, λ=1000 parametre setini içeren potansiyel ile modellenen Debye plazmada ve için a=5, b=5, λ=10 parametre setini içeren MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmada bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde taban durum enerji değerleri

Şekil 4.5'ten görüldüğü gibi plazma ortamının varlığında ve yokluğunda kuantum noktasının enerjileri F,ω_c ve ω_0'ın artmasıyla artar. Bununla birlikte kuantum noktasının Debye plazma ortamındaki taban durum enerjileri kuantum plazmadaki enerjilerine kıyasla çok az bir miktar daha büyüktür. Ancak, bu fark dış alanların ve kuşatma frekansının güçlü rejimlerinde ortadan kalkma eğilimindedir. Plazma ortamının olmadığı durumlarda ise kuantum noktasının enerji seviyeleri daha düşüktür. Ancak, enerji seviyelerinin üç farklı ortamdaki lokalizasyonları plazma ortamı sayesinde (T,n,a ve b parametreleri kullanılarak) ayarlanabilir.

Debye ve kuantum plazma ortamında iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri üzerine elektrik ve manyetik alanın etkilerine dair elde edilen önemli bulgular şu şekilde özetlenebilir: **i)** Debye ve kuantum plazma ortamında bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerji seviyeleri dış elektrik ve manyetik alanın artmasıyla artar. Parabolik bir kuantum noktasında kuşatma frekansının artışı da enerji seviyelerini önemli ölçüde ötelemektedir. Bu bağlamda, en etkin parametrenin ω_0 olduğu ve dış manyetik alanın elektrik alandan daha etkin olduğu söylenebilir. Bu sonuç hem nümerik değerlerden hem de

etkin potansiyel profilinden doğrulanmaktadır (Bahar ve Soylu (2018a)). **ii)** Plazma ortamındaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjilerini değiştirmesi açısından b, F, ω_c ve ω_0 parametreleri benzer davranışlar sergilemiştir. Ancak, kuantum noktasının yayacağı ışığın frekansı için F, ω_c ve ω_0 parametreleri birbirlerine alternatiftir. Bununla birlikte, plazma ortamındaki parabolik kuantum noktası için amaca yönelik olarak enerji seviyelerini artıran bir mekanizma kurmak ve kontrolünü sağlamak için kuantum noktasının kuşatma frekansının yanı sıra elektrik ve manyetik alan dış bir etki oldukları için daha işlevsel olabilir. **iii)** Plazma ortamının bu ilk iki maddedeki durumlar üzerine etkisine bakılırsa, dış alanlar ve kuşatma frekansının her durumunda plazma ortamının kuantum noktasının enerji seviyelerini bir miktar ötelediği açıktır. Plazma ortamının varlığı veya yokluğu seviyeler arasındaki enerji aralığını değiştirmemektedir. **iv)** Ancak, plazma ortamı kuantum noktalarının modifikasyonunda ve uyarılmasında önemli olduğu kadar sıcaklığı ve yoğunluğu sayesinde kuantum noktasının enerjilerini yakından etkiler. Projenin bu kısmı ile ilgili elde edilen tüm sonuçlar "Physics of Plasma" dergisinde yayımlanmış ve bu makalede TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir (Bakınız (Bahar ve Soylu (2018a))).

4.1.2 Hulthen Kuantum Noktası

Kuantum noktası kuşatması için Hulthen modelinin önerilmesinin sebepleri şöyle özetlenebilir: **i)** Bazı deneysel sonuçlar elektronların gerçek kuşatma potansiyellerinin kuyu şeklinde olması gerektiğini önerirler (Davies (1999)). Çoğu çalışmada harmonik titreşici potansiyel modeli elektronları kuşatmak için önerilir (Garcia-Castelen vd.,1998; Dineykhan ve Nazmitdinov, 1997). Bununla birlikte, Gaussian potansiyel kuyusu gibi modeller sergiledikleri perdeleme açısından çok iyi bir yaklaşıklıktır (Masumato ve Takagahara, 2002; Lu vd., 2011). Bu bağlamda, iki elektronlu Gaussian ($V_0^{'}$ ve R potansiyel parametreleri olmak üzere, $V_G(r) = V_0^{'} e^{-r^2/2R^2}$) ve parabolik (μ ve ω_0 indirgenmiş kütle ve kuşatma frekansı olmak üzere, $V_P(r) = (1/2)\mu\omega_0^2 r^2$) kuantum noktaları iki elektronlu Hulthen kuantum noktası ile Şekil 5 ve 6'da kıyaslanmıştır. Görüldüğü gibi Hulthen kuantum noktasını içeren etkin potansiyel Gaussian ve parabolik kuantum noktalarını içeren etkin potansiyele kıyasla daha çekicidir, ve daha güçlü perdeleme etkisi sergiler. **ii)** Hulthen kuantum noktasının kuşatma performansı parabolik kuantum noktasınınkine kıyasla daha kolay ve işlevsel bir şekilde kontrol edilebilir. Çünkü, parabolik kuantum noktası sadece bir tane kuşatma parametresi(ω_0)ne sahiptir. **iii)** Hulthen potansiyeli α'nın küçük değerleri için Coulomb ve Yukawa potansiyellerine indirgenir (Alhaidari (2004)). Yani, Hulthen modeli diğer modellere kıyasla daha kompakt bir modeldir.
İncelemelerimizin bu kısmında iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri dış alan parametrelerinin (F ve ω_c), plazma perdeleme parametrelerinin (a,b ve λ) ve kuantum

noktası parametrelerinin (V_0 ve α) değişimine göre detaylı şekilde incelenmiştir. Debye ve kuantum plazma ortamlarında bulunan iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri λ parametresinin 10'dan 1000'e çeşitli değerleri için incelenmiştir. Tablo 4.4'te MGECSC potansiyelinin en genel hali ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri a,b ve λ parametrelerinin çeşitli değerleri için hesaplanmıştır. MGECSC potansiyelinin diğer üç formu ile yapılan incelemeler projenin 2.çıktısında detaylı bir şekilde gösterilmiştir (Bahar ve Soylu (2018b)).

Tablo 4.4. $\omega_c = 0.5$ ve F=0.5 iken, MGECSC potansiyeli (a=b=1, λ=10-300; a=1, b=0.1-5, λ=100; a=0.1-5, b=1, λ=100) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının ($V_0 = \alpha = 0.01$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

a=1,b=1						
(n,|m|)	**λ=10**	**λ=30**	**λ=50**	**λ=100**	**λ=200**	**λ=300**
(0,0)	1.71376	1.85496	1.88309	1.90414	1.91464	1.91814
(1,0)	2.72577	2.93787	2.98094	3.01323	3.02936	3.03474
(2,0)	3.58842	3.84724	3.90099	3.94140	3.96162	3.96836
a=1,λ=100						
(n,|m|)	**b=0.1**	**b=0.3**	**b=0.8**	**b=1.5**	**b=3**	**b=5**
(0,0)	1.01404	1.21184	1.70634	2.39862	3.88196	5.85954
(1,0)	2.13326	2.32881	2.81769	3.50207	4.96844	6.92322
(2,0)	3.06878	3.26271	3.74750	4.42616	5.88021	7.81848
b=1,λ=100						
(n,|m|)	**a=0.1**	**a=0.3**	**a=0.8**	**a=1.5**	**a=3**	**a=5**
(0,0)	1.90427	1.90426	1.90419	1.90397	1.90308	1.90097
(1,0)	3.01363	3.01360	3.01338	3.01273	3.01001	3.00355
(2,0)	3.94209	3.94204	3.94166	3.94055	3.93590	3.92487

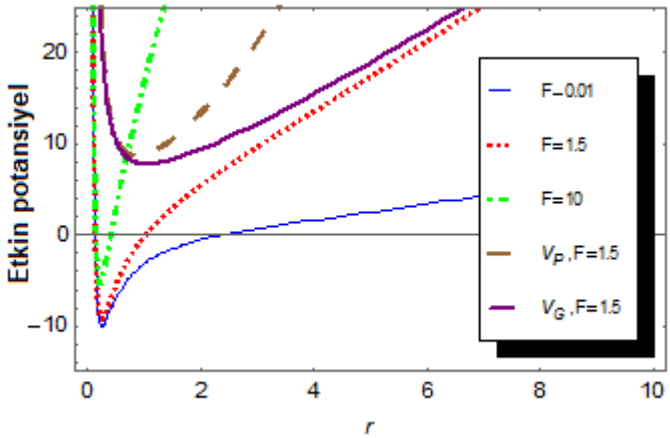
Görüldüğü gibi λ parametresinin artışı kuantum noktasının enerjinin artmasına neden olmuştur. λ parametresinin değişiminin enerjileri artırmasının tespiti, $\lambda \cong sabit.(T/n)^{1/2}$ bağıntısı uyarınca kuantum noktasının enerjilerinin plazma ile nasıl ayarlanabileceği açısından önemlidir. Tablo 4.4'te görüldüğü gibi, Debye ve kuantum plazma ortamındaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri ise b parametresinin artması ile artar. Bu durumda kuantum noktasının enerjilerini artıran bazı dış veya perdeleme etkilerinin b parametresi ile modellenebileceği açıktır. Bununla birlikte, Tablo 4.4'te görüldüğü gibi, a parametresinin enerjiler üzerine etkisi b ve λ'nın etkilerinden farklıdır, ve a parametresinin artışı enerjilerin monoton bir şekilde azalmasına neden olur. O halde iki elektronlu Hulthen

kuantum noktasının enerjilerini azaltıcı bazı dış veya perdeleme etkileri a parametresi ile modellenebilir. İki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri üzerine b parametresinin baskınlığı, a ve λ'nınkine göre daha baskındır. Ayrıca, dış alanların varlığı veya yokluğu kuantum noktasının enerjileri üzerine plazma perdeleme parametrelerinin davranışını değiştirmez. MGECSC potansiyelinin (a=b=1, λ=250) en genel hali ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri dış elektrik alan (F), dış manyetik alan (ω_c) ve kuantum noktası parametrelerinin (α, V_0) çeşitli değerleri için hesabı Tablo 4.5'te verilmiştir. Debye ve kuantum plazmada bulunan iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri uygulanan dış elektrik alanla önemli ölçüde değiştirilebilmektedir.

Tablo 4.5. MGECSC potansiyeli (a=b=1, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının (0,0), (1,0), (2,0) kuantum durumlarının a) F=0-2, ω_c=0.5, V_0=α=0.01 b) F=1, ω_c=0-3, V_0=α=0.01 c) F=0.5, ω_c=0.5, V_0=0.01, α=0.01-1 d) F=0.5, ω_c=0.5, V_0=0-0.2, α=0.15 için atomik birimlerde enerjileri

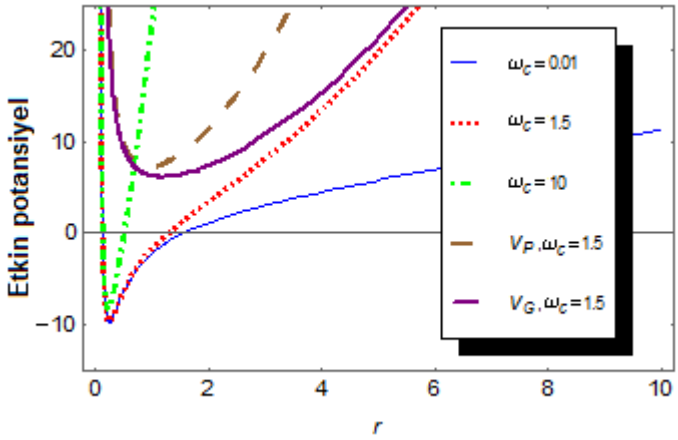
(a)	**F=0**	**F=0.8**	**F=1**	**F=1.25**	**F=1.5**	**F=2**
(0,0)	1.24386	2.22405	2.40981	2.62675	2.83049	3.20833
(1,0)	1.73854	3.66013	4.04349	4.49355	4.91788	5.70761
(2,0)	2.23488	4.82868	5.35941	5.98474	6.57595	7.67912
(b)	**ω_c=0**	**ω_c=1**	**ω_c=1.25**	**ω_c=1.5**	**ω_c=2**	**ω_c=3**
(0,0)	2.37614	2.50251	2.56582	2.63782	2.80181	3.18189
(1,0)	3.90627	4.40132	4.63472	4.89292	5.46174	6.72322
(2,0)	5.09325	6.02744	6.45112	6.91305	7.91463	10.09419
$V_0 = 0.01$						
(c)	**α=0.01**	**α =0.08**	**α =0.1**	**α =0.5**	**α =0.75**	**α =1**
(0,0)	1.91674	2.81511	2.83388	2.89203	2.89649	2.89857
(1,0)	3.03259	3.70380	3.71976	3.76920	3.77288	3.77456
(2,0)	3.96566	4.53371	4.54790	4.59181	4.59500	4.59650
α=0.15						
(d)	**$V_0 = 0$**	**V_0 =0.03**	**$V_0 = 0.05$**	**V_0 =0.08**	**V_0 =0.1**	**V_0 =0.2**
(0,0)	2.90210	2.76677	2.66773	2.50180	2.37620	1.41882
(1,0)	3.77760	3.66416	3.58326	3.45270	3.35884	2.80572
(2,0)	4.59918	4.49936	4.42915	4.31788	4.23957	3.80581

Tablo 4.5a'dan görüldüğü gibi ilk sütun verileri F=0 içindir. Diğer verilerde göz önüne alındığında elektrik alan artışının kuantum noktasının enerjilerini artırdığı gözlenmektedir. Elektrik alanın artışının etkin potansiyelin hem derinliğini hem de genişliğini etkileyerek iticiliğini artırması da enerjilerin artışı ile uyuşmaktadır (bkz. Şekil 4.6).



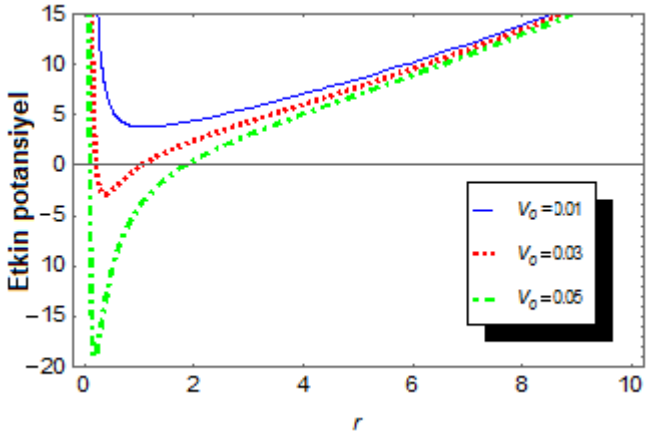
Şekil 4.6. F =0.01, 1.5, 10 elektrik alanı için a=b=1, λ=250, $\omega_c = 1,\ \alpha = 0.01,\ V_0 = 0.04,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). Ayrıca, aynı şartlar altında fakat Hulthen kuantum noktasının yerine parabolik kuantum noktasını ($V_P(r) = (1/2)\mu\omega_0^2 r^2;\ \omega_0 = 1$) ve Gaussian kuantum noktasını ($V_G(r) = V_0' e^{-r^2/2R^2}; R = 1, V_0' = 4$) içeren etkin potansiyelin keyfi birimlerdeki profili

Bununla birlikte negatif yönlü elektrik alan uygulaması ise plazma ortamındaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjilerini azaltmaktadır (Bahar ve Soylu (2018b)). Dış elektrik alanın enerji seviyelerinin lokalizasyonlarını artırmasının yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralığını artırdığı da tespit edilmiştir. Tablo 4.5a'nın verilerine göre, ilk iki seviye arasındaki enerji aralığı ΔE=$E_{10} - E_{00}$ olmak üzere; F=0.8 için ΔE=1.43608 a.u., F=1.25 için ΔE=1.866800 a.u. ve F=2 için ΔE=2.49928 a.u.'dir. Buradaki genel davranış Debye plazma ortamları ve bütün kuantum seviyeleri için de geçerlidir. Plazma ortamındaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri üzerine manyetik alanında önemli etkileri tespit edilmiştir. Plazma ortamındaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri manyetik alan şiddetinin artması ile artar (bkz. Tablo 4.5b). Manyetik alan şiddetinin enerjiler üzerine artırıcı etkisi Şekil 4.7'de ki etkin potansiyel profilindede doğrulanmaktadır.

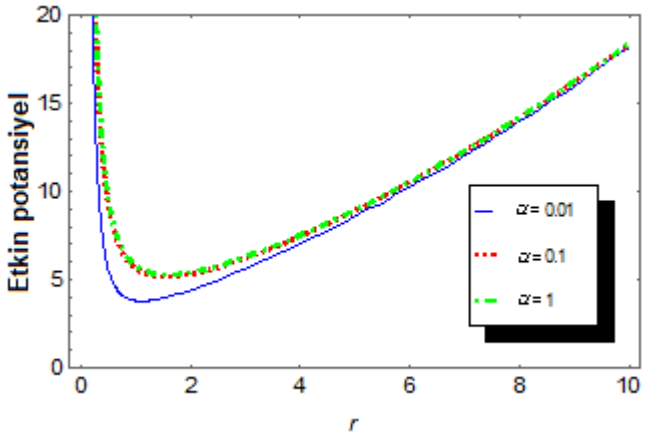


Şekil 4.7. ω_c =0.01, 1.5, 10 manyetik alanı için a=b=1, λ=250, $F = 0.5,\ \alpha = 0.01,\ V_0 = 0.04,$ $m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde). Ayrıca, aynı şartlar altında fakat Hulthen kuantum noktasının yerine parabolik kuantum noktasını ($V_P(r) = (1/2)\mu\omega_0^2 r^2;\ \omega_0 = 1$) ve Gaussian kuantum noktasını ($V_G(r) = V_0' e^{-r^2/2R^2}; R = 1, V_0' = 4$) içeren etkin potansiyelin keyfi birimlerdeki profili

Şekil 4.7'den de görüldüğü gibi manyetik alan kuyu genişliğini ve derinliğini azaltmaktadır. Bu nedenle, etkin potansiyel kuyusu içerisindeki bağlı durumların lokalizasyonları yükselmektedir. Dış manyetik alan kuşatması da lokalizasyonlar arasındaki enerji aralığını artırmaktadır. Tablo 4.5b'nın verilerine göre, ilk iki seviye arasındaki enerji aralığı ΔE=$E_{10} - E_{00}$ olmak üzere; ω_c =1 için ΔE=1.89881 a.u., ω_c =1.5 için ΔE=2.255100 a.u. ve ω_c =3 için ΔE=3.54133 a.u.'dir. Buradaki genel davranış Debye plazma ortamları ve bütün kuantum seviyeleri için de geçerlidir. Plazma ortamlarında iki elektronu Hulthen potansiyeli tipinde bir kuantum noktası içerisine hapsetmek önemli kuantum mekaniksel sonuçlar oluşturur. Bu durumda, iyi bilindiği gibi, kuantum noktası içerisine sınırlama etkileri iki parametre ile belirlenir; α ve V_0. Tablo 4.5c ve 4.5d'den de görüldüğü gibi kuantum noktasının enerjileri V_0 parametresinin artmasıyla azalırken α parametresinin artmasıyla artmaktadır. Bu sonuç Şekil 4.8 ve 4.9'daki etkin potansiyel profillerinden de doğrulanmaktadır. V_0 parametresinin artışı potansiyeli daha çekici hale getirerek enerjilerin azalmasına neden olmuştur (bkz. Şekil 4.9).



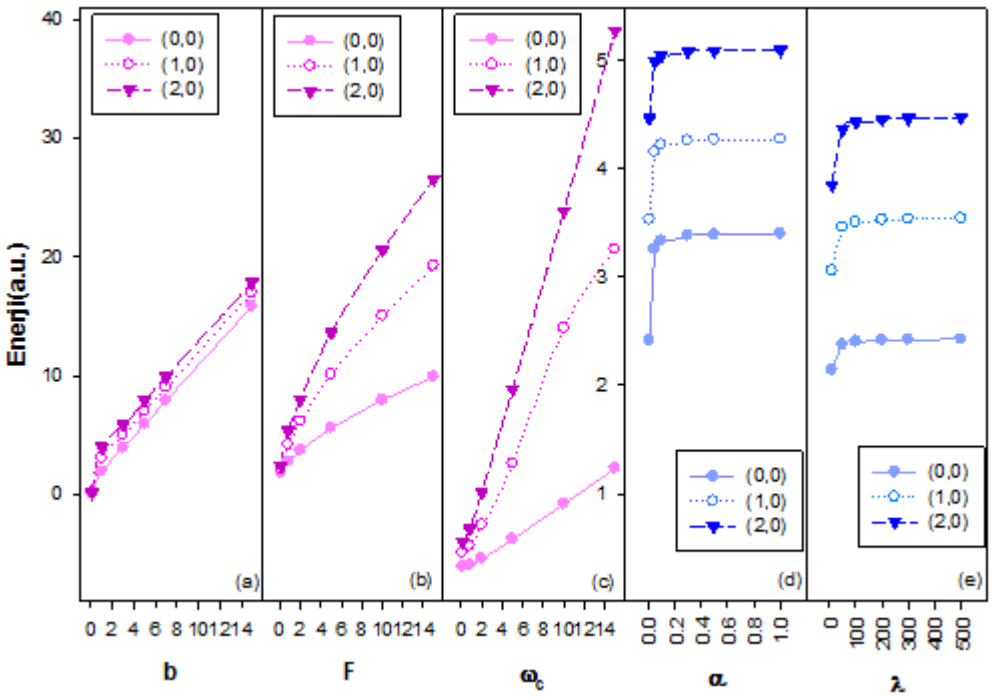
Şekil 4.8. V_0 =0.01, 0.03, 0.05 için a=b=1, λ=250, $F = \omega_c = 0.5,\ \alpha = 0.01,\ m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)



Şekil 4.9. α =0.01, 0.1, 1 için a=b=1, λ=250, $F = \omega_c = 0.5,\ V_0 = 0.01, m = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)

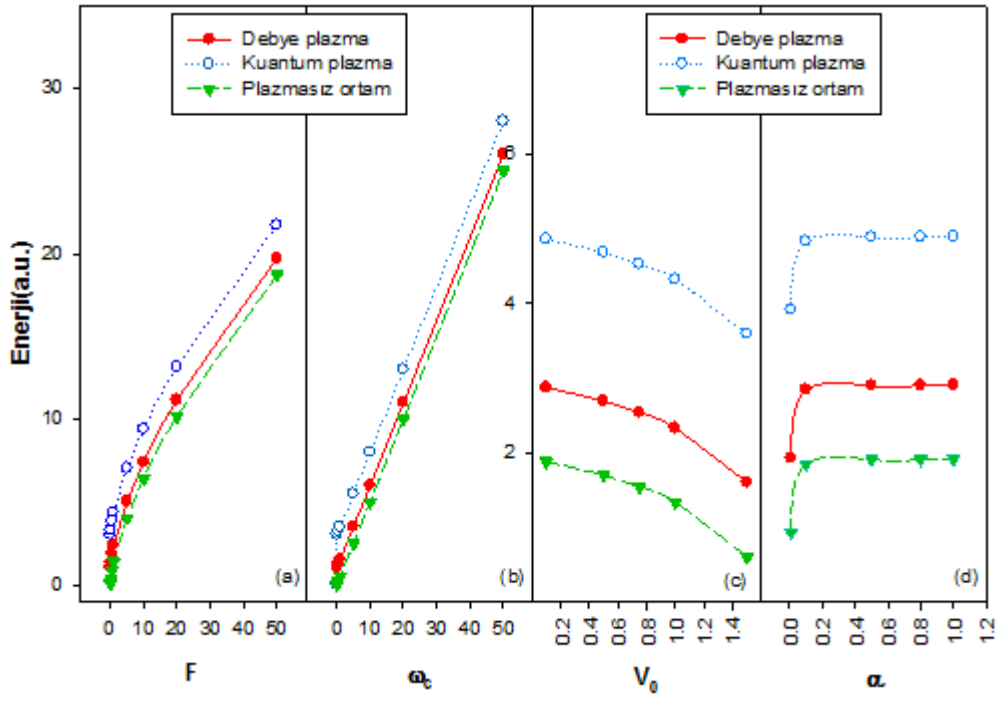
α parametresinin artışı etkin potansiyel kuyusunun derinliğini azaltarak daha itici olmasına neden olur (bkz. Şekil 4.9). Kuantum noktasının enerjileri üzerine V_0 parametresi α parametresine kıyasla daha baskındır. Tablo 4.5'in ilk sütununda görüldüğü gibi $V_0 = 0$'dır. Yani, iki elektron sistemi dış alanların altındaki plazma ortamında fakat kuantum noktasında değildir. İki elektron sistemini Hulthen tipindeki kuantum noktası içerisine hapsederek önemli kuantumsal etkilerin oluşmasını sağlamak ve bu kuşatma etkilerini V_0 ve α parametreleri ile doğrudan kontrol edebilmek iki elektron sistemini kuantum noktası içerisine hapsetmenin birincil amacıdır. Bununla birlikte, V_0 ve α parametresinin her değeri için kuantum noktası içerisinde elektronları kuşatmak mümkün olmayabilir. Örneğin, F=ω_c=0, a=b=1, λ=250 parametre setini içeren MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmada iki elektronu Hulthen kuantum noktasına hapsedebilmek için (diğer bir deyişle, m=0,1 bağlı durumlarını oluşturabilmek için) α=0.01 iken V_0'ın alt sınırı 0.025 civarındadır. V_0'ın artışı kuantum

noktasının derinliğini artırdığı için makul fiziksel sınırlar içerisinde amaca yönelik olarak değiştirilebilir. Aynı şartlar altında, fakat $V_0 = 1$ iken α'nın üst sınırı ise 0.4 civarındadır. Bununla birlikte, plazma sıcaklığı (T), plazma parçacık yoğunluğu (n), enerji artırıcı-azaltıcı bazı dış veya perdeleme etkileri (a,b)'nin farklı durumları için kuantum noktasının V_0 ve α parametrelerinin sınırları değişebilir. Bununla birlikte α parametresi enerjileri artırmasına rağmen kuantum seviyeleri arasındaki enerji aralığını azaltmaktadır. Tablo 4.5c'nin verilerine göre; α =0.01 için ΔE=$E_{10} - E_{00}$=1.11585 a.u., α =0.5 için ΔE=0.87717 a.u., α =1 için ΔE=0.87599 a.u. olarak hesaplanmıştır. V_0'ın artışı ise enerji aralıklarını artırmaktadır. Tablo 4.5d'nin verilerine göre; $V_0 = 0.03$ için ΔE=0.89739 a.u., $V_0 = 0.08$ için ΔE=0.95090 a.u., $V_0 = 0.2$ için ΔE=1.38690 a.u. olarak hesaplanmıştır. Buradaki genel davranış Debye plazma ortamları ve bütün kuantum seviyeleri için geçerlidir. İncelemenin bu kısmında, plazma perdeleme parametrelerinin ve kuantum noktası parametrelerinin iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri üzerine önemli bir kontrol mekanizması sağlayabileceği anlaşılmıştır. Bu mekanizmada parametrelerin işlevsellikleri açısından birbirleriyle kıyaslanması deneysel uygulamalar açısından çok önemlidir.



Şekil 4.10. a) a=1.5, b=0.1-15, λ=300, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=ω_c=0.5 b) a=1.5, b=1.5, λ=300, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=0.1-15, ω_c=0.5 c) a=1.5, b=1.5, λ=300, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=0.5, ω_c=0.1-15 d) a=1.5, b=1.5, λ=300, $V_0 = 0.01, \alpha$=0.01-1 ve F=ω_c=0.5 e) a=1.5, b=1.5, λ=10-500, $V_0 = \alpha$=0.01 ve F=ω_c=0.5 için MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının atomik birimlerde enerji seviyeleri

Bu bağlamda, Şekil 4.10'da (0,0), (1,0) ve (2,0) kuantum durumlarının enerjileri b, F, ω_c, α ve λ parametrelerinin bir fonksiyonu olarak atomik birimlerde gösterilmiştir. Şekil 4.10'da bu parametrelerin enerjileri artırmakta birbirlerine alternatif oldukları açıktır. Görüldüğü gibi, α ve λ'nın artışı enerjileri monoton bir şeklide artırırken b, F ve ω_c'nin artışı ise daha etkin bir şekilde artırmaktadır. Bununla birlikte, dış alanların özelliklede manyetik alanın hem enerjilerin hem de enerji aralıklarının artırılmasında diğer parametrelere kıyasla çok daha işlevsel baskın olduğu tespit edilmiştir. Plazma ortamındaki bir kuantum noktasının enerjisi ve yaydığı ışığın frekansı plazma perdeleme parametreleri ile kontrol edilebilir. Bu bağlamda, Şekil 4.11'de F, ω_c, α ve V_0 parametrelerinin değişimine karşı kuantum noktasının taban durum enerjileri plazma ortamlı ve ortamsız durumlar için incelenmiştir. Görüldüğü gibi, dış alanların zayıf ve çok güçlü rejimlerinde ve α ve V_0'ın çeşitli değerlerinde plazma ortamının varlığı kuantum noktasının enerjileri üzerine önemli kuşatma etkileri sergilemektedir.



Şekil 4.11. MGECSC potansiyeli (a=5, b=3, λ=500) ile modellenen kuantum plazmada ve a=0, b=1, λ=500 parametrelerini içeren ilgili potansiyel ile modellenen Debye plazmadaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının a) $V_0 = \alpha = 0.01$ iken dış manyetik alan yokluğunda ve dış elektrik alanın zayıf ve güçlü rejimleri b) $V_0 = \alpha = 0.01$ iken dış elektrik alan yokluğunda ve dış manyetik alanın zayıf ve güçlü rejimleri c) F=ω_c=0.5 iken V_0'ın çeşitli değerleri d) F=ω_c=0.5 iken α'ın çeşitli değerleri için atomik birimlerde taban durum enerji seviyeleri

Ayrıca, kuantum plazma ortamındaki enerjiler Debye plazma ortamındakilere kıyasla daha fazladır (bkz. Şekil 4.11). Burada esas olan nokta plazmasız durumdaki enerjilere kıyasla plazma ortamlarındaki enerjiler plazma perdeleme parametreleri ile artırılabilir veya azaltılabilir (özelliklede T ve n kullanılarak).

Debye ve kuantum plazma ortamında iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri üzerine elektrik ve manyetik alanın etkilerine dair elde edilen önemli bulgular şu şekilde özetlenebilir: **i)** Plazmalardaki iki elektronlu Hulthen kuantum noktasının enerjileri üzerine b, F, ω_c, α ve λ parametreleri aynı etkiye sahiptir ve enerjileri artırır. Ancak, burada dış alanların farklı bir işlevi daha tespit edilmiştir. Dış alanların artışı kuantum noktalarının enerjilerini artırmasının yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralığını da artırmaktadır. Enerji aralıklarının değiştirilebilmesi V_0ve α parametreleri ile de mümkündür fakat F ve ω_c'nin hem daha etkili olması hem de dış bir etki olması dış alanları bu bağlamda daha önemli kılmıştır. Özetle, kuantum noktasının yayacağı ışığın frekansları F ve ω_c kullanılarak ayarlanabilir. **ii)** λ'nın kuantum noktasının enerjileri üzerine etkisi diğer parametrelere kıyasla daha zayıftır. Fakat yinede, λ'nın etkisi çok önemlidir. Çünkü, daha öncede bahsedildiği gibi, kuantum noktaları için çok önemli bir ortam olan plazmanın sıcaklığını (T) ve yoğunluğunu (n), λ≅sabit.$(T/n)^{1/2}$ bağıntısı uyarınca, simgeler. **iii)** Plazma ortamlarındaki parçacıklar arasındaki kompleks korelasyon nedeniyle, iki elektronlu Hulthen kuantum noktasını oluşturmak plazma ortamlarında daha mümkün ve fizikseldir. Yani, iki elektronlu Hulthen kuantum noktasını oluşturmak, uyarmak, enerji seviyelerinin lokalizasyonlarını kontrol etmek plazma ortamında daha kolaydır. Projenin bu kısmı ile ilgili elde edilen tüm sonuçlar "Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics" dergisinde yayımlanmış ve bu makalede TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir (Bakınız (Bahar ve Soylu (2018b))).

4.2 Lazer Alanı Etkileri Üzerine Yapılan Çalışmalar

4.2.1 Parabolik Kuantum Noktası

Bu kısımda lazer alanı altında Debye ve kuantum plazma ortamlarında bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri incelenmiştir. Kuantum noktasının enerjileri üzerine beş önemli parametre vardır: plazma perdeleme parametreleri (a,b,λ), kuşatma frekansı (ω_0) ve lazer giydirme parametresi (α_0). Debye ve kuantum plazmalarda λ parametresinin 10'dan 1000'e kadar çeşitli değerleri göz önüne alınmıştır (Bahar ve Soylu (2018c)). Tablo 4.6'da, α_0=1.5 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-5,b=0.1-5,λ=10-300) ile modellen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerjileri gösterilmektedir. MGECSC potansiyelinin diğer üç

formu ile yapılan incelemeler projenin 3.çıktısında detaylı bir şekilde gösterilmiştir (Bahar ve Soylu (2018c)).

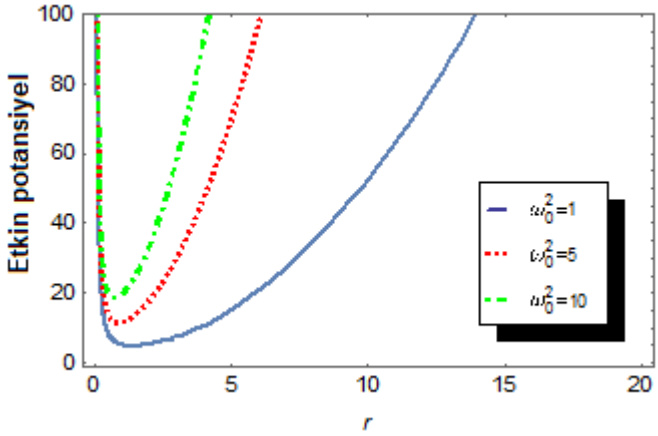
Tablo 4.6. α_0=1.5 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-5, b=0.1-5, λ=10-300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji değerleri

$\omega_0^2 = 1$,a=1,b=1						
(n,l)	**λ=10**	**λ=30**	**λ=50**	**λ=100**	**λ=200**	**λ=300**
(0,0)	4.391312	4.546845	4.578115	4.601565	4.613285	4.617190
(1,0)	6.227965	6.411724	6.449093	6.477160	6.491198	6.495877
(2,0)	8.113590	8.319860	8.362259	8.394149	8.410107	8.415427
(0,1)	5.083740	5.256907	5.291864	5.318093	5.331205	5.335575
(1,1)	6.983617	7.181269	7.221619	7.251941	7.267108	7.272164
(2,1)	8.907330	9.124982	9.169902	9.203703	9.220621	9.226261
(0,2)	5.926421	6.116062	6.154505	6.183366	6.197798	6.202609
(1,2)	7.854777	8.065599	8.108818	8.141312	8.157570	8.162989
(2,2)	9.796830	10.025426	10.072807	10.108479	10.126337	10.132290
λ=250,a=1,b=1						
(n,l)	$\omega_0^2 = 0.1$	$\omega_0^2 = 0.5$	ω_0^2 =1	ω_0^2 =1.5	ω_0^2 =3	ω_0^2 =5
(0,0)	2.094457	3.437341	4.615628	5.633931	8.315987	11.522493
(1,0)	2.673221	4.755889	6.494005	7.943888	11.604561	15.787660
(2,0)	3.266566	6.104941	8.413299	10.302103	14.956422	20.129447
(0,1)	2.278861	3.918550	5.333827	6.538861	9.652747	13.298020
(1,1)	2.878150	5.280429	7.270142	8.916964	13.030204	17.670345
(2,1)	3.485428	6.656280	9.224005	11.315050	16.432482	22.071679
(0,2)	2.525771	4.515932	6.200685	7.614686	11.204790	15.327378
(1,2)	3.135860	5.896790	8.160821	10.019897	14.615872	19.738954
(2,2)	3.750469	7.284961	10.129909	12.435169	18.039206	24.164672
λ=250, $\omega_0^2 = 1$,b=1						
(n,l)	**a=0.1**	**a=0.3**	**a=0.8**	**a=1.5**	**a=3**	**a=5**
(0,0)	4.615655	4.615653	4.615638	4.615594	4.615412	4.614980
(1,0)	6.494051	6.494047	6.494022	6.493948	6.493639	6.492290
(2,0)	8.143363	8.413357	8.413322	8.413219	8.412786	8.411759
(0,1)	5.333863	5.333860	5.333840	5.333783	5.333541	5.332970
(1,1)	7.270196	7.270191	7.270162	7.270074	7.269706	7.268835
(2,1)	9.224077	9.224071	9.224031	9.223914	9.223423	9.222260
(0,2)	6.200729	6.200726	6.200701	6.200628	6.200323	6.199601

(1,2)	8.160884	8.160879	8.160844	8.160742	8.160312	8.159295
(2,2)	10.129990	10.129983	10.129938	10.129807	10.129256	10.127949
λ=250, $\omega_0^2 = 1$,a=1						
(n,l)	**b=0.1**	**b=0.3**	**b=0.8**	**b=1.5**	**b=3**	**b=5**
(0,0)	3.720463	3.919389	4.416703	5.112941	6.604873	8.594101
(1,0)	5.600511	5.799065	6.295451	6.990390	8.479538	10.465058
(2,0)	7.521189	7.719436	8.215053	8.908914	10.395755	12.378199
(0,1)	4.439665	4.638368	5.135125	5.830583	7.320843	9.307842
(1,1)	6.377462	6.575835	7.071769	7.766074	9.253865	11.237574
(2,1)	8.332587	8.530680	9.025913	9.719236	11.204924	13.185829
(0,2)	5.307473	5.505965	6.002193	6.696912	8.185587	10.170474
(1,2)	7.268927	7.467126	7.962623	8.656317	10.142799	12.124761
(2,2)	9.239168	9.437111	9.931967	10.624763	12.109322	14.088721

Tablo 4.6'dan görüldüğü gibi, λ parametresinin artışı lazer alanının etkisi altında kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjilerini artırmaktadır. Bu sonuç, λ≅sabit.$(T/n)^{1/2}$ bağıntısı uyarınca, plazma sıcaklığı (T) ve plazma yoğunluğu (n)'nin nasıl kullanılacağını ortaya koymaktadır. Debye ve kuantum plazmalarda b parametresinin 0'dan 14'e çeşitli değerleri göz önüne alınmıştır (Bahar ve Soylu (2018c)). Tablo 4.6'dan görüldüğü gibi, b parametresinin artışı lazer etkisindeki kuantum noktasının enerjilerini etkin bir biçimde artırmaktadır. Bu nedenle b parametresi lazer etkili iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjilerini artıran bazı dış veya perdeleme etkilerini modellemek kullanılabilir. Kuantum noktasının enerjileri üzerine b parametresinin etkisi λ'nın etkisinden fazladır. λ'nın 10'dan 300'e artışı kuantum noktasının taban durum enerjisini 0.225878 a.u. kadar artırırken, b'nin 0.1'den 3'e artışı 2.884410 a.u. kadar artırmaktadır (bkz. Tablo 4.6). Kuantum plazmada a parametresinin 0'dan 5'e çeşitli değerleri için kuantum noktasının enerjileri hesaplanmıştır. Tablo 4.6'dan görüldüğü gibi, a parametresinin artışı enerjilerin monoton bir şekilde azalmasına neden olmuştur. Bu nedenle a parametresi lazer etkili iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjilerini azaltan bazı dış veya perdeleme etkilerini modellemek kullanılabilir. Bu durumdan a parametresinin artışının etkin potansiyelin çekiciliğini artırdığı, b ve λ parametrelerinin artışının ise potansiyelin iticiliğini artırdığı anlaşılmaktadır. a parametresinin enerjiler üzerindeki etkisi b ve λ'nınkine kıyasla daha zayıftır. Ayrıca lazer alanının varlığı veya yokluğu kuantum noktasının enerjileri üzerine plazmanın perdeleme etkilerini etkilemez. Parabolik kuantum noktasının kuşatma özelliklerini karakterize eden ω_0'ın güçlü ve zayıf rejimleri için Debye ve kuantum plazma ortamlarında lazer etkili kuantum noktasının enerjileri incelenmiştir (Bahar ve Soylu (2018c)). Tablo

4.6'dan görüldüğü gibi kuşatma frekansının (ω_0) artışı kuantum noktasının enerjilerini artırmaktadır. Şekil 4.12'de kuantum plazma ortamında lazer etkili kuantum noktasının kuşatma frekansının artan değerleri için etkin potansiyel profili gözlenmektedir.



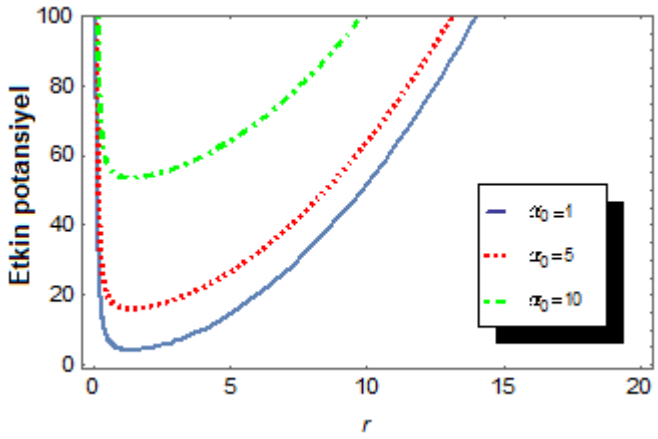
Şekil 4.12. ω_0^2 =1, 5, 10 için a=b=1.5, λ=250, $\alpha_0 = 1.5,\ l = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)

Kuşatma frekansının artışı etkin potansiyel profilini önemli ölçüde etkileyerek potansiyelin iticiliğinin artmasına neden olmaktadır. Bu iticiliğin artmasının bir sonucu olarak enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının da artması beklenmektedir. Bu beklenti enerji değerlerinin artışı olarak ilgili tablolarda doğrulanmaktadır (Bahar ve Soylu (2018c)). Enerjiler üzerine kuşatma frekansının etkisi plazma perdeleme parametrelerininkinden daha baskındır. ω_0'ın artışı enerji seviyelerinin lokalizasyonlarını yükseltmesinin yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralığını da artırır. $\Delta E_{nl} = \Delta E = E_{10} - E_{00}$enerji aralığı olmak üzere; ω_0^2 =1 için ΔE =0.578764 a.u., ω_0^2 =1.5 için ΔE =2.309957 a.u., ω_0^2 =8 için ΔE =4.265167 a.u. olarak hesaplanmıştır (bkz. Tablo 4.6). ω_0'ın artışının bu etkisi hem Debye hem de kuantum plazma ortamlarında ve bütün kuantum seviyeleri için geçerlidir. Debye ve kuantum plazma ortamında bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktası üzerine lazer alanı($\alpha_0 = 0 - 10$)nın etkileri detaylı bir şekilde incelenmiştir (Bahar ve Soylu (2018c)). Tablo 4.7'de a=1, b=1, λ=200 parametre setine sahip MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki kuantum noktasının enerjileri üzerine lazer alanının etkileri atomik birimlerde incelenmiştir.

Tablo 4.7. α_0=0-10 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=200) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji değerleri

(n,l)	α_0=0	α_0=1	α_0=3	α_0=5	α_0=7	α_0=10
(0,0)	2.872200	3.122200	5.122200	9.122200	15.122200	27.872200
(1,0)	4.190214	4.440214	6.440214	10.440214	16.440214	29.190214
(2,0)	5.538816	5.788816	7.788816	11.788816	17.788817	30.538816
(0,1)	3.353095	3.603095	5.603095	9.603095	15.603095	28.353095
(1,1)	4.714493	4.964793	6.964493	10.964493	16.964489	29.714493
(2,1)	6.089934	6.339934	8.339933	12.339930	18.339934	31.089934
(0,2)	3.950170	4.200170	6.200170	10.200170	16.200170	28.950170
(1,2)	5.330599	5.580599	7.580599	11.580599	17.580599	30.330599
(2,2)	6.718391	6.968391	8.968391	12.968391	18.968391	31.718391

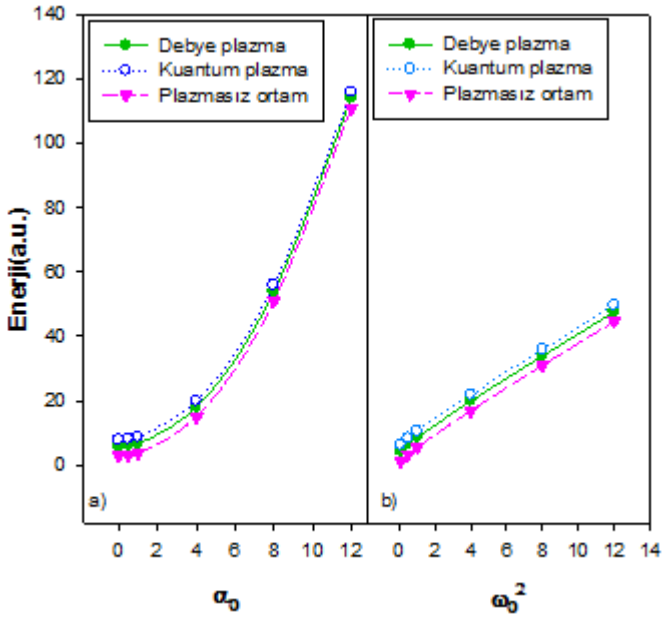
Tablo 4.7'den görüldüğü üzere ilk sütunda α_0=0'dır. Yani lazer alanı uygulanmamıştır. Lazer alanı uygulanmasının bir sonucu olarak kuantum noktasının enerjileri artmaktadır. Şekil 4.13'te MGECSC potansiyeli (a=b=1.5, λ=250) ile modellenen kuantum noktasının etkin potansiyelinin lazer giydirme parametresine karşı davranışı gösterilmektedir.



Şekil 4.13. α_0 =1, 5, 10 için a=b=1.5, λ=250, $\omega_0^2 = 1,\ l = 1$ parametrelerini içeren etkin potansiyelin profili (keyfi birimlerde)

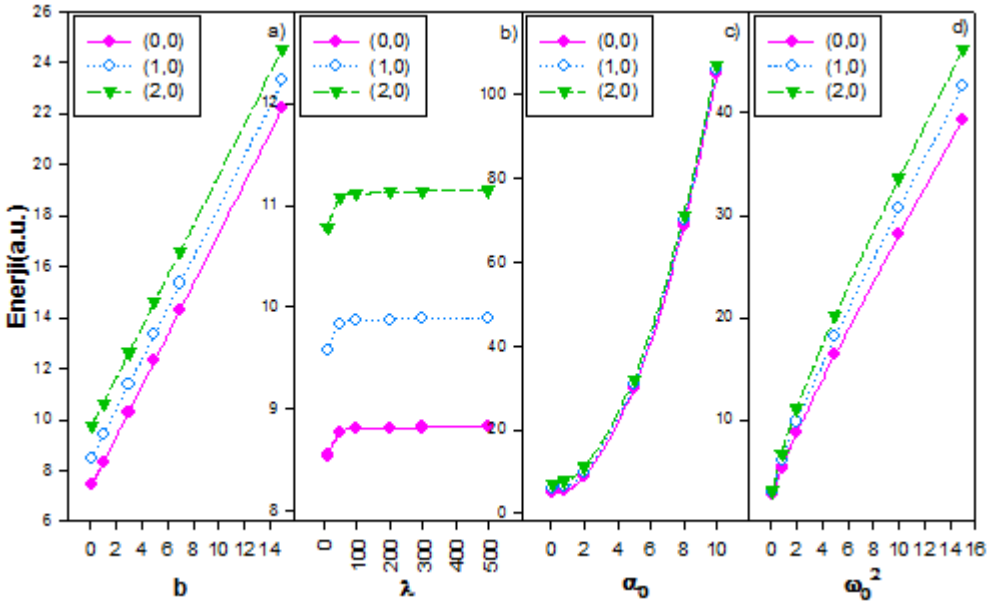
Lazer alanı etkin potansiyelin iticiliğini önemli ölçüde artırarak lokalizasyonların yükselmesine neden olur (bkz. Şekil 4.13 ve Tablo 4.7). İki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjilerini artırmakta en etkin parametre α_0'dır. α_0 parametresinin, dolayısıyla da lazer alanının diğer önemli özelliği ise kuantum noktasının kuantum seviyeleri arasındaki enerji aralığı üzerinedir. Bilindiği gibi lazer alanı elektrik ve manyetik alandan farklıdır. Her üç alanında artışı kuantum noktası üzerine önemli kuşatma etkileri oluşturur ve enerjilerin

artmasına neden olur. Elektrik ve manyetik alan şiddetlerinin artması kuantum noktasının enerjilerini artırmasının yanı sıra seviyeler arasındaki enerji aralığını da artırdığı için elektrik ve manyetik alanlar kuantum noktasının yayacağı fotonların frekanslarının amaca yönelik ayarlanmasında işlevsel bir mekanizma olabilirler. Ancak, lazer alanının kuantum noktasının enerji aralıkları üzerine davranışı elektrik ve manyetik alanınkinden farklıdır. Lazer alanının şiddetinin artırılması kuantum noktasının enerjilerini artırmasına rağmen herhangi iki düzey arasındaki enerji aralığını değiştirmez. α_0=0.5,1.2,3.5,7.4,….için $\Delta E_{nl} = \Delta E = E_{10} - E_{00}$=1.318014 a.u., α_0=0.1,1.7,4.3,9.2,….için $\Delta E = E_{11} - E_{01}$=1.361698 a.u., α_0=0.7,2.3,3.4,8.1,… için $\Delta E = E_{21} - E_{02}$=2.139760 a.u., α_0=0.15,1.2,3.6,6.5,… için $\Delta E = E_{22} - E_{00}$=3.846191 a.u., α_0=0.22,0.4,6.9,7.16,… için $\Delta E = E_{22} - E_{12}$=1.387792 a.u.,……(bkz. Tablo 4.7). Bu durum makul sınır içerisinde Debye ve kuantum plazmanın bütün fiziksel durumları için ve kuantum noktasının bütün kuşatma frekans değerleri için geçerlidir. Lazer alanı şiddetinin artışı kuantum noktası sistemine enerji indüklesede, herhangi bir etkiyle bu kuantum noktasının uyarılması sonucu seviyeler arasındaki geçişler neticesinde oluşan fotonların frekansları aynıdır. Lazer alanın yokluğunda yani α_0=0 iken, seviyeler arasındaki enerji aralığı ile lazer alanının varlığında yani $\alpha_0 \neq 0$ iken seviyeler arasındaki enerji aralığı aynıdır. Bu durum lazer alanının kuantum noktasının foton yaymak üzere uyarılması için önemli bir dış etki olabileceğini göstermektedir. Özetle, lazer alanı kuantum noktası içerisindeki elektronların hızlarını artırır fakat kuantum noktasının yayacağı ışığın frekansını etkilemez. İki elektronlu parabolik kuantum noktası için lazer alanının bu özelliği onu elektrik ve manyetik alandan farklı kılar. Bu kuantum noktası için hem lazer alanı uygulayarak sisteme enerji indüklemenin hem de kuantum noktasının yayacağı ışığın frekansını artırmanın tek yolu kuşatma frekansını artırmaktır. Lazerle uyarılan kuantum noktasının yayacağı ışığın frekansı ve uyarılma durumu için plazma ortamı önemlidir. Çünkü, plazma ortamları radyasyon yaymak üzere atomik sistemlerin uyarılması için en uygun ortamlardır. Şekil 4.14'te Debye plazmalı, kuantum plazmalı ve plazmasız ortamlarda lazer alanı ve kuşatma frekansının güçlü ve zayıf rejimleri için iki elektronlu parabolik kuantum noktasının taban durum enerjisinin atomik birimlerde değişimi gösterilmiştir.



Şekil 4.14. a=0, b=3, λ=1000 parametre setine sahip potansiyel ile modellenen Debye plazmada, a=0.1, b=5, λ=1000 parametre setine sahip MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmada ve plazmasız ortamda bulunan iki elektronlu parabolik kuantum noktasının atomik birimlerde taban durum enerjilerinin lazer alanı (α_0) ve kuşatma frekansına göre değişimi

Plazma ortamının varlığı kuantum noktasının artırılmasında ve azaltılmasında önemli bir etkendir ve bu nedenle plazma ortamını modelleyen parametreler (özelliklede T ve n) ile kuantum noktasının enerjileri amaca yönelik olarak ayarlanabilir. Yani Şekil 4.15'te ortamlardaki enerjilerin birbirlerine üstünlükleri (enerji değerleri açısından) değiştirilebilir. Plazmasız bir ortamda elektronlar arasında sadece Coulomb etkileşmesinin varlığı nedeniyle bu kontrol mekanizması mümkün değildir. Şekil 4.15'te gözlenen sonuç sadece taban durum enerjisi için değil diğer kuantum durumları içinde geçerlidir. Şekil 4.15'te MGECSC potansiyel ile modellenen kuantum plazmadaki kuantum noktasının ilk üç enerji düzeyi üzerine b, λ, α_0 ve ω_0 parametrelerinin etkisi gösterilmiştir.



Şekil 4.15. a) a=1.5, b=0.1-15, λ=200, ω_0^2=2, α_0=2 b) a=1.5, b=1.5, λ=10-500, ω_0^2=2, α_0=2 c) a=1.5, b=1.5, λ=200, ω_0^2=2, α_0=0.1-10 d) a=1.5, b=0.1-15, λ=200, ω_0^2=0.1-15, α_0=2 için MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazmadaki lazer etkili iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri

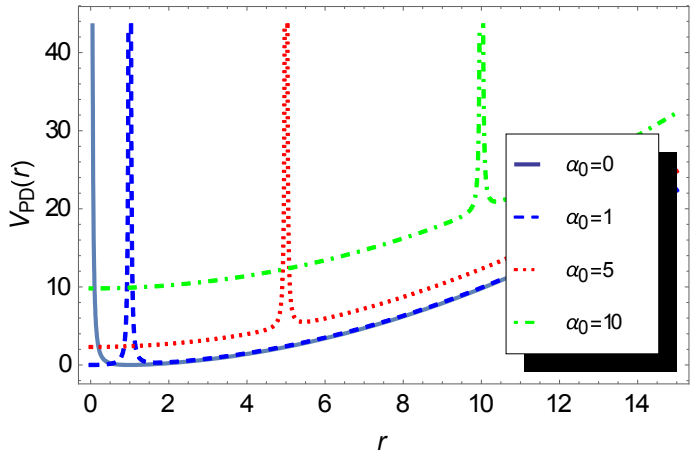
Şekil 4.15'te kuantum noktasının enerjileri üzerine b, λ, α_0 ve ω_0 parametrelerinin davranışlarının kıyaslanması yapılarak birbirlerine alternatifliklerinin belirlenmesi gerçekleştirilmiştir. Görüldüğü gibi kuantum noktasının enerjilerini artırmada en baskın etki lazer alanına aittir. En zayıf etki ise λ'nındır. Ancak, λ 'nın sıcaklık ve yoğunluk bağlılığı nedeniyle ayrı bir önemi vardır. Bununla birlikte özel amaçlar için işlevsellik açısından b, λ, α_0 ve ω_0 'nın birbirlerine alternatif oldukları önemli bir sonuçtur (bkz. Şekil 4.15).

Debye ve kuantum plazma ortamında iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri üzerine lazer alanın etkilerine dair elde edilen önemli bulgular şu şekilde özetlenebilir: **i)** Plazma ortamının kuantum noktasının oluşturulması, modifikasyonu ve uyarılması için öneminin yanı sıra kuantum noktasının enerjilerinin artırılmasında veya azaltılmasında da işlevsel bir mekanizma oluşturduğu tespit edilmiştir. **ii)** Plazma ortamındaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasına lazer alanı uygulanması sistemin enerjilerini etkin bir şekilde artırır fakat seviyeler arasındaki enerji aralığını değiştirmez. Dolayısıyla lazer alanının bu özelliği uyarma anlamında deneysel uygulamalar için bir tercih sebebi olabilir. Özetle, lazer alanı iki elektronlu parabolik kuantum noktasını uyarabilir fakat yayacağı ışığın frekansı için bir ayarlama mekanizması sağlayamaz (bkz. Şekil 4.15c). **iii)** Kuşatma frekansının artışı kuantum noktasının enerjilerini artırır. İlaveten diğer parametrelerden farklı olarak seviyeler arasındaki enerji aralığını da artırır. Dolayısıyla kuantum noktasının yayacağı fotonların

frekansı kuşatma frekansıyla yakından ilişkilidir. **iv)** Lazer alanının, plazma ortamının ve kuşatma frekansının iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri üzerine sağlayacağı kontrol mekanizması için parametrelerin birbirleriyle kıyaslanması deneysel uygulamalar açısından çok önemli olduğu için bu parametrelerin birbirlerine alternatiflikleri araştırılmıştır ve sonuç olarak b, λ, α_0 ve ω_0 'ın alternatif parametreler olduğu tespit edilmiştir. Projenin bu kısmı ile ilgili elde edilen tüm sonuçlar "Physics of Plasmas" dergisinde yayımlanmış ve bu makalede TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir (Bakınız (Bahar ve Soylu (2018c))).

4.2.2 Pseudoharmonik Kuantum Noktası

Debye ve kuantum plazma ortamlarında etkileşen iki elektronun enerjileri üzerine pseudoharmonik kuşatmanın, lazer alanının ve plazma perdeleme parametrelerinin etkileri detaylı olarak incelenmiştir. Plazma ortamında bulunan lazer etkili iki elektronlu kuantum noktasının enerjilerini etkileyen parametreler α_0, V_0, R_0, a, b ve λ'dır.
Şekil 4.16'da görüldüğü gibi Pseudoharmonik kuantum noktası üzerine uygulanan lazer alanı kuantum noktası kuşatma potansiyelini bir ikili-tip kuantum kuyu potansiyeline dönüştürür.



Şekil 4.16. Lazer etkili pseudoharmonik potansiyelin keyfi birimlerde lazer alanı bağlılığı ($\alpha_0 = 0, 1, 5$ ve 10)

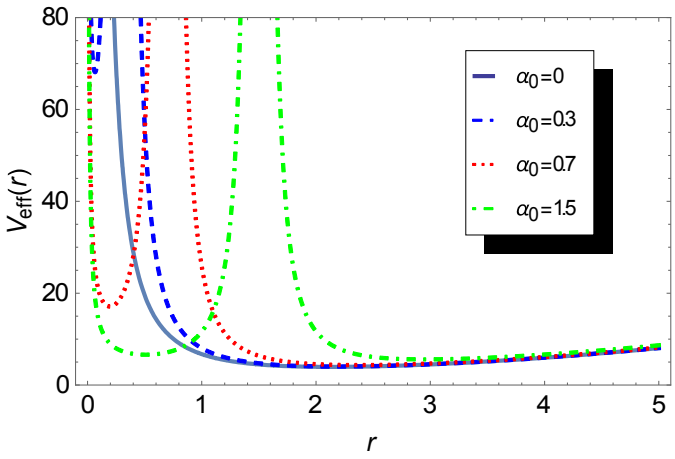
Lazer alanı uygulaması bu ikili-kuyu tipindeki kuşatma potansiyelinin her iki tarafının genişliğinin ve derinliğinin ayarlanmasında bir kontrol olanağı sağlar. Şekil 4.16'da lazer alanının yokluğunda ve varlığında ($\alpha_0 = 1, 5$ ve 10) kuantum noktasının kuşatma profili

çizdirilmiştir. Görüldüğü gibi lazer alanın şiddeti (α_0) ikili-kuyu tipindeki kuşatmanın iki bölgesi arasındaki ayrımın lokalizasyonunu belirler. Bu lokalizasyon sayesinde ikili-kuyu tipindeki kuşatmanın 1. ve 2. bölgesinin genişliği ve derinliği ayarlanabilir. Bu ayarlama ise kuantum noktasının enerjilerini değiştirir. Bu çalışma boyunca α_0 parametresinin 0'dan 17'ye kadar çeşitli değerleri göz önüne alınmıştır. Fakat, α_0'ın değerinin seçimi keyfidir. $V_0 = 1$, R_0=2 setine sahip iki elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının enerjileri lazer alanı şiddetinin artmasıyla artmaktadır. Tablo 4.8'den görüldüğü gibi ilk sütun dataları $\alpha_0 = 0$ içindir. Lazer alanı uygulaması enerjilerin önemli bir şekilde ötelenemesine neden olmuştur.

Tablo 4.8. α_0=0-10 ile parametrize edilen lazer alanının etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının atomik birimlerde enerji değerleri

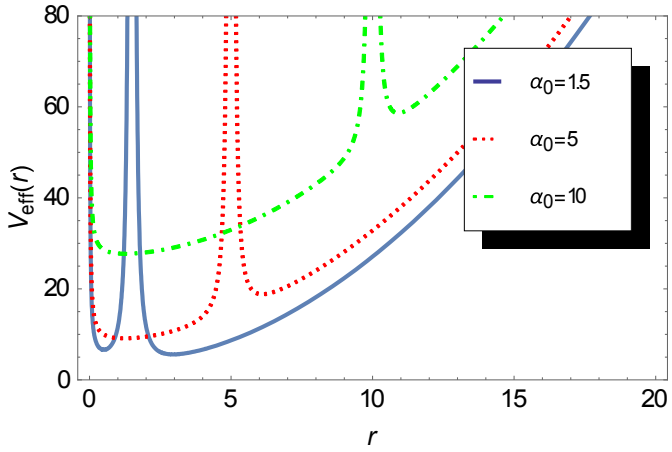
(n,l)	**α_0=0**	**α_0=1**	**α_0=3**	**α_0=5**	**α_0=7**	**α_0=10**
(0,0)	2.7041	19.6481	6.7890	9.8544	15.7125	28.4068
(1,0)	4.0891	42.5215	9.5644	11.3126	17.0494	29.7253
(2,0)	5.4660	75.1717	13.3272	12.9431	18.4278	31.0757
(0,1)	2.9254	27.9194	7.6887	10.3740	16.1990	28.8871
(1,1)	4.3122	55.6596	10.9233	11.9222	17.5835	30.2497
(2,1)	5.6904	93.2047	15.1893	13.6653	18.9955	31.6276
(0,2)	3.3139	38.1344	8.8665	11.0262	16.8037	29.4840
(1,2)	4.7032	70.7561	12.5841	12.6567	18.2124	30.8663
(2,2)	6.0832	113.2015	17.3649	14.5201	19.6448	32.2573

Lazer alanını kuantum noktasının enerjileri üzerine etkisi a ve b parametrelerinin dört farklı setiyle modellenen Debye ve kuantum plazmalar içinde aynıdır ve ilgili datalar projenin 4.çıktısında ilgili tablolarda gösterilmektedir. Bu nedenle burada sadece MGECSC potansiyelinin en genel hali ($a \neq 0, b \neq 0$) için elde edilen sonuçlar gösterilmiştir. Kuantum noktası üzerine lazer alanı çok zayıf bir şekilde uygulansa bile sistemin toplam etkileşim potansiyelini ikili-kuyu tipi kuşatma haline getirecektir. Lazer alanı zayıf olduğu için (dolayısıyla, α_0 küçük) ikili-kuyu tipi kuşatma profilinin 1.bölgesi oldukça dar ve taban durumu $\alpha_0 = 0$ 'daki duruma göre daha yüksek olacaktır (Bakınız Şekil 4.17).



Şekil 4.17. MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu psedoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 1$, R_0=2) sisteminin α_0=0, 0.3, 0.7, 1.5 ve l=0 için keyfi birimlerde etkin potansiyeli ($V_{eff}(r)$)

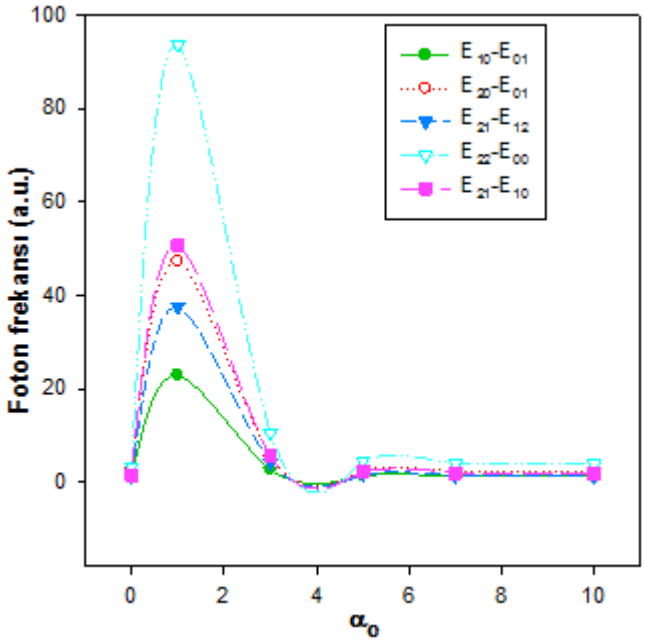
Bu durumda lazer alanı uygulaması zayıf rejimde bile lazer uygulamasız durumun enerjilerinden fazla olacaktır. Tablo 4.8'den görüldüğü gibi lazer-giydirme parametresi(α_0)nin 0'dan 1'e artışı kuantum noktasının enerjilerini artırmıştır. Ancak, $\alpha_0 = 1$'den sonra enerjide ciddi bir azalış sözkonusudur. Bu azalış sonrasında α_0'ın 3'ten 10'a kadar artışları enerjinin artışına neden olmuştur (Bakınız Tablo 4.8). Bu durumun sebebi $V_{eff}(r)$ potansiyelinin lazer alanının şiddetine karşı sergilediği kuşatma etkisi incelenerek anlaşılabilir. Şekil 4.17'de görüldüğü gibi lazer alanının zayıf bir şekilde uygulanmasıyla ($\alpha_0 = 0.3$) dahi ikili-kuyu tipi bir kuşatma oluşmuştur ve 1.bölgesi çok dar ve $\alpha_0 = 0$ durumuna göre sıfır-noktası lokalizasyonu çok yüksektir. α_0 parametresinin 0.7'ye ve 1.5'a karşı artışlarında 1.bölgenin hem genişliği hemde çekiciliği artmıştır. 2. bölgenin ise sadece iticiliği artmaktadır. Şekil 4.18, Şekil 4.17'nin devamı olarak değerlendirilmelidir.



Şekil 4.18. MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu psedoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 1$, R_0=2) sisteminin α_0=1.5, 5, 10 ve l=0 için keyfi birimlerde etkin potansiyeli ($V_{eff}(r)$)

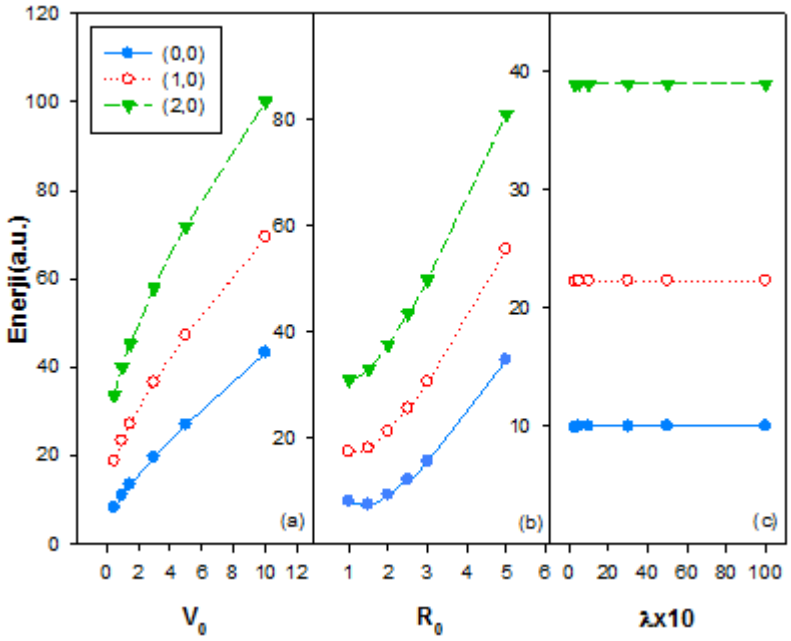
Bu bağlamda, Şekil 4.18'de görüldüğü gibi, α_0 parametresinin 1.5, 5 ve 10 değerlerine karşı etkin potansiyelin hem genişliği hemde sıfır-noktası lokalizasyonu artmaktadır. Bu durumda Şekil 4.17 ve 4.18'den görüldüğü gibi α_0'ın 0'dan 0.3'e artışına karşı enerjide ciddi bir artış; α_0'ın 0.3→0.7→1.5→5→10 değişimine karşı ise enerjide önce bir azalış sonrasında ise artış beklenmektedir. Bu beklenti Tablo 4.8 verileri ile doğrulanmaktadır. Şekil 4.17 ve 4.18'deki bu durum sadece sözkonusu plazma ortamı için değil a, b ve λ'nın keyfi değerleri ile modellenen Debye ve kuantum plazma ortamları içinde geçerlidir ve yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen enerji verileri için bahsedilen durum ile çok iyi bir uyumu gözlenmiştir. Bununla birlikte Şekil 4.17 ve 4.18 incelendiğinde, α_0 parametresinin artışına karşı kuantum noktasının enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının etkin potansiyel profilinin 1.bölgesinin kuşatma özelliği ile uyuştuğu görülmektedir. Bu nedenle etkileşen iki elektronun ikili-kuyu tipindeki kuşatmanın 1.bölgesinde hapsolduğu anlaşılmaktadır. Çünkü, iki-elektron sistemi eğer 2.bölgede hapsolmuş olsaydı kuantum noktasının enerjisi lazer alanının şiddetinin artmasına paralel olarak sürekli artardı. Bu nedenle, lazer alanın iki-elektronlu psedoharmonik kuantum noktası üzerine önemli bir etkisi vardır: Lazer alanı psedoharmonik kuşatma içindeki elektronların amaca yönelik olarak hassas ve güçlü bir şekilde kuşatılmalarını sağlar. Bunlara ilaveten psedokuantum noktası sisteminin herhangi bir uyarma sonucu yayacağı fotonların frekansı üzerinede önemli etkisi vardır. Şekil 4.19'da pseudokuantum noktası sisteminin herhangi bir uyarma sonucu yayacağı fotonların frekansının lazer alanına (α_0) bağlılığı gösterilmiştir. Sisteme uygulanan lazer alanının belli bir değerinde (burada, $\alpha_0 = 1$) foton frekansı maksimum iken daha sonra alan şiddetinin

artmasıyla monoton bir şekilde azalmaktadır. Burada önemli olan nokta fotonların maksimum frekansının lazer alanının zayıf rejimlerinde ortaya çıkacağıdır. Şekil 4.19'dan anlaşılacağı üzere, lazer alanı pseudoharmonik kuantum noktası sisteminin yapacağı ışımalarda fonksiyonel bir mekanizma oluşturabilir.

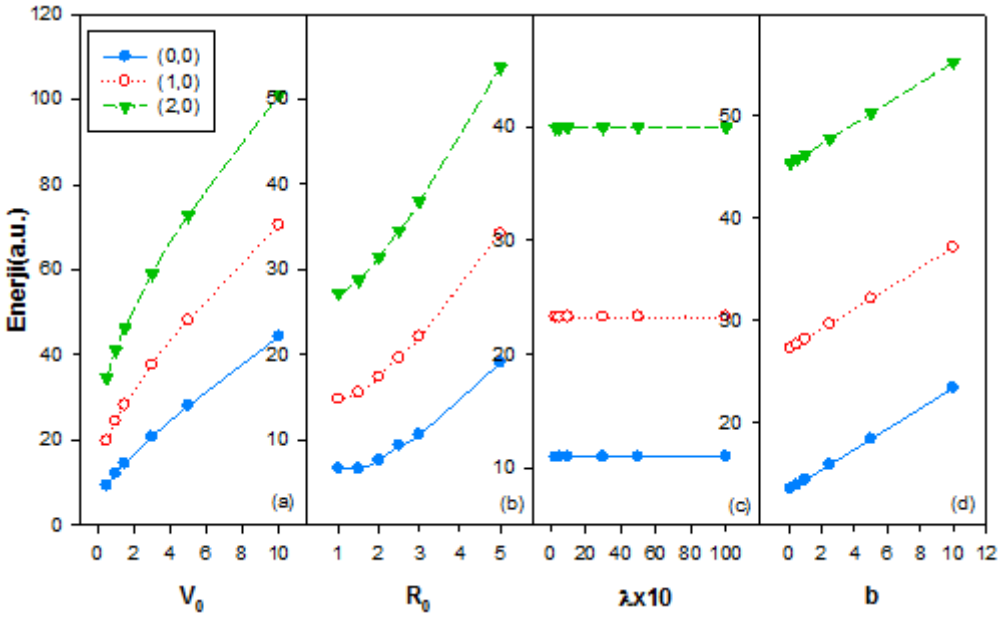


Şekil 4.19. İki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktası sisteminde bazı muhtemel geçişler sonucu yayınlanan fotonların frekanslarının atomik birimlerde α_0 bağlılığı

İki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktası sisteminin enerjileri üzerine kuantum noktası kuşatma parametrelerinin başat bir rol oynaması beklenen bir durumdur. Bu kısımda V_0 derinlik parametresinin 0.5'ten 10'a çeşitli değerleri gözönüne alınmıştır. Bununla birlikte, fiziksel sınırlar içerisinde V_0'ın keyfi değerleri için hesaplama yapılabilir. V_0 'ın enerjiler üzerine etkisi MGECSC potansiyelinin dört farklı seti ile modellenen Debye ve kuantum plazma ortamları için incelenmiştir (Bakınız Şekil 4.20, 4.21, 4.22 ve 4.23). Şekil 4.20, 4.21, 4.22 ve 4.23'ten görüldüğü gibi V_0'ın artışı kuantum noktasının enerjilerini etkin bir şekilde artırmaktadır.

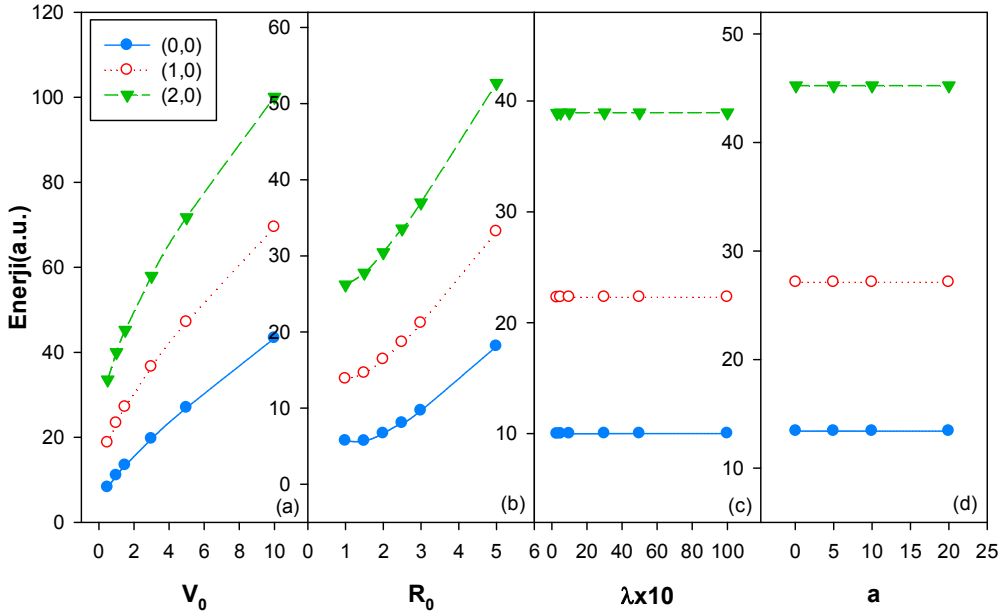


Şekil 4.20. $\alpha_0 = 1.5$ iken, a) SC potansiyeli (λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10$, $R_0 = 3$) enerjileri, b) SC potansiyeli (λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75$, $R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c) SC potansiyeli (λ=30-1000) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75$, $R_0 = 2.25$) enerjileri

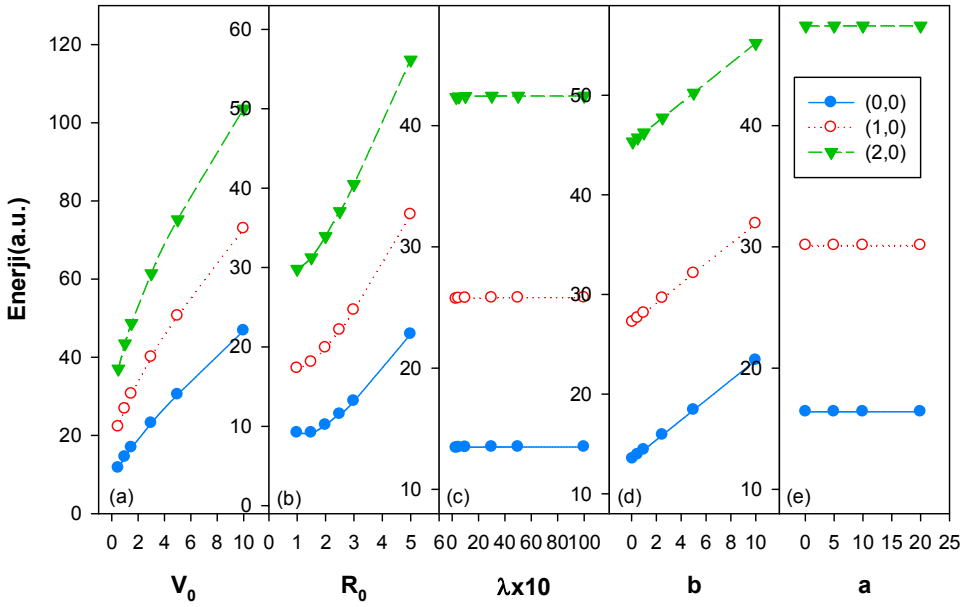


Şekil 4.21. $\alpha_0 = 1.5$ iken atomik birimlerde a) İlgili potansiyel (a=0, b=1, λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10$, $R_0 = 3$) enerjileri, b) İlgili potansiyel (a=0, b=1, λ=250) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75$, $R_0 = 1 - 5$)

enerjileri, c) İlgili potansiyel (a=0, b=1, λ=30-1000) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75$, $R_0 = 2.25$) enerjileri, d) İlgili potansiyel (a=0, b=0.1-10, λ=400) ile modellenen Debye plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri

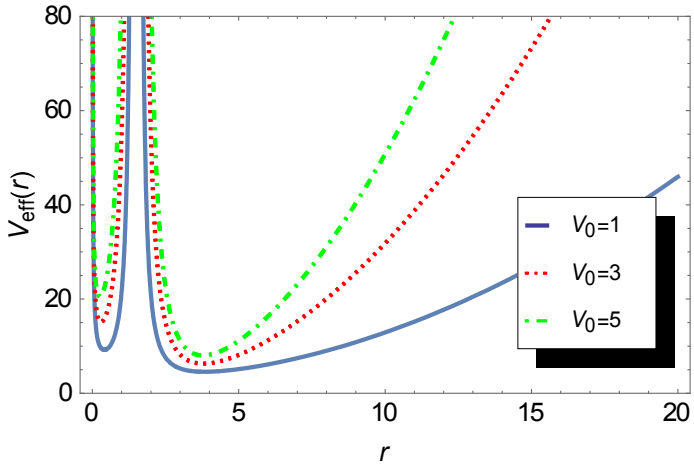


Şekil 4.22. $\alpha_0 = 1.5$ iken atomik birimlerde a) ECSC potansiyeli (a=5, b=0, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10$, $R_0 = 3$) enerjileri, b) ECSC potansiyeli (a=5, b=0, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75$, $R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c) ECSC potansiyeli (a=5, b=0, λ=30-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75$, $R_0 = 2.25$) enerjileri, d) ECSC potansiyeli (a=0.1-20, b=0, λ=400) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri



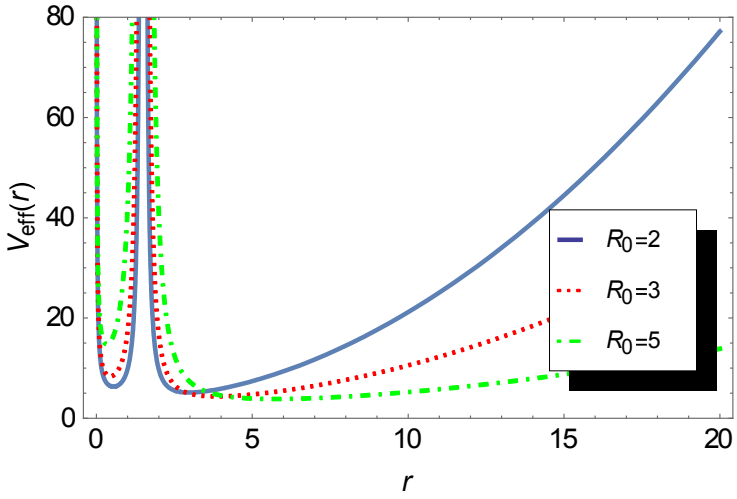
Şekil 4.23. $\alpha_0 = 1.5$ iken atomik birimlerde a)MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.5 - 10$, $R_0 = 3$) enerjileri, b)MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 0.75$, $R_0 = 1 - 5$) enerjileri, c)MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=30-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.75$, $R_0 = 2.25$) enerjileri, d)MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=0.1-10, λ=400) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri, e)MGECSC potansiyeli (a=0.1-20, b=3, λ=400) ile modellenen kuantum plazmadaki iki-elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının ($V_0 = 1.5$, $R_0 = 3$) enerjileri

Bu artış beklenen bir durumdur çünkü Şekil 4.24'ten de görüldüğü gibi V_0'ın artışı etkin potansiyeli hem darlaştırmakta hemde sıfır-noktasının lokalizasyonunu yükseltmektedir. Yani, V_0'ın artışı etkin potansiyeli daha itici hale getirmektedir. Bu iticilik ise enerjilerde artışa neden olur. Bununla birlikte, V_0'ın artışının enerjileri artırmasının yanısıra seviyeler arasındaki enerji aralığınıda artırdığı tespit edilmiştir.



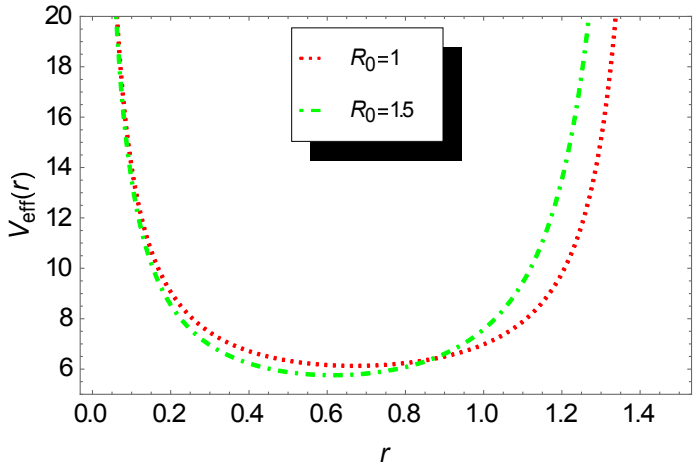
Şekil 4.24. $\alpha_0 = 1.5$, $R_0 = 3$ ve l=0 iken, MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki pseudoharmonik kuantum noktası sisteminin $V_0 = 1, 3, 5$ değerlerine karşı keyfi birimlerde etkin potansiyel profili

Şekil 4.20, 4.21, 4.22 ve 4.23 incelenirse, V_0'ın artışı sonucu enerji seviyelerinin birbirinden uzaklaştığı net olarak görülür. Bu durumda V_0 parametresinin kuantum noktasının uyarılması sonucu yayacağı fotonların frekansı üzerine fonksiyonel bir etki oluşturacağı açıktır.
Kuantum noktasının bir diğer kuşatma parametreside R_0'dır ve sistemin enerjileri üzerine dikkate değer etkileri sözkonusudur. Projenin bu kısmı boyunca R_0'ın 1'den 12'ye çeşitli değerleri gözönüne alınmıştır. Bununla birlikte, fiziksel sınırlar içerisinde R_0'ın keyfi değerleri için hesaplamalar yapılabilir. R_0 parametresi kuantum noktası kuşatmasının sıfır noktası belirlemesine rağmen, plazma ortamı ve lazer etkisi nedeniyle R_0 arttıkça etkin potansiyeli sıfır-noktası r=0'a doğru yaklaşmaktadır (Bakınız Şekil 4.25, 4.26). Bu durum ise iki-elektron sisteminin r=0'a doğru yerelleşmesi anlamına gelir. Bu yerelleşme iki elektronun kuşatılması için önemli olabilir. Şekil 4.20, 4.21, 4.22 ve 4.23'te görüldüğü gibi, Debye ve kuantum plazmalarda R_0'ın artışı ile iki-elektron sisteminin enerjileri artmaktadır.



Şekil 4.25. $\alpha_0 = 1.5$, $V_0 = 0.75$ ve l=0 iken, MGECSC potansiyeli (a=1.5, b=3.5, λ=250) ile modellenen kuantum plazmadaki pseudoharmonik kuantum noktası sisteminin $R_0 = 2, 3, 5$ değerlerine karşı keyfi birimlerde etkin potansiyel profili

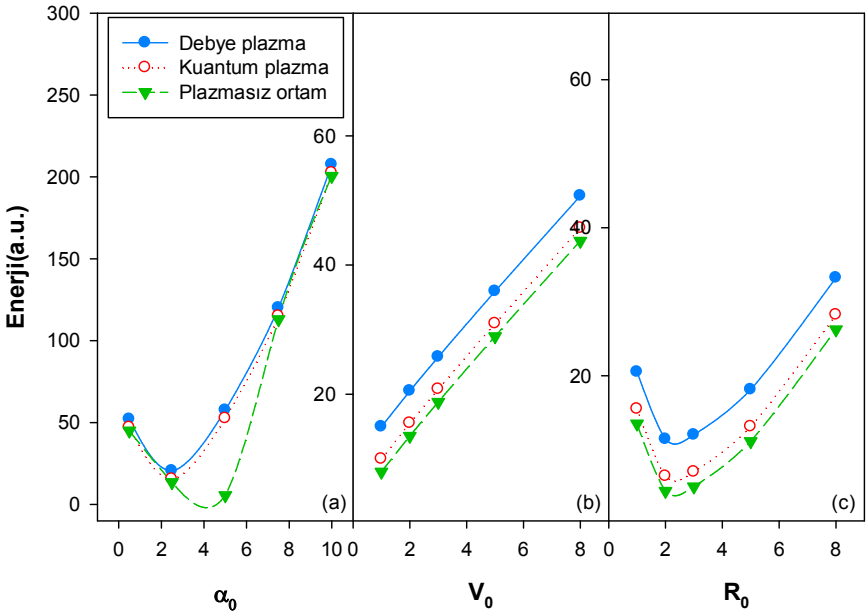
Şekil 4.25'ten görüldüğü gibi R_0'ın artışı ile etkin potansiyelin 1.bölgesinin iticiliği artmaktadır. Bu artış ise enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının yükselmesine neden olur. Bununla birlikte R_0'ın 1'den 1.5'e artışı ise MGECSC potansiyelinin dört farklı formu ile belirlenen Debye ve kuantum plazmaların tümünde iki elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının sisteminin taban durum enerjilerini belli bir ölçüde azaltmıştır (Bakınız Şekil 4.20, 4.21, 4.22, 4.23). Bu durumun sebebi $V_{eff}(r)$ profili incelenerek anlaşılabilir.



Şekil 4.26. Şekil 4.25'in aynısı fakat $R_0 = 2, 3, 5$

Şekil 4.26'da görüldüğü gibi, R_0'ın 1'den 1.5'e artışı sonucu potansiyel profilinin sıfır-noktası çok az da olsa alçalmakta ve daha çekici bir forma dönüşmektedir. R_0'ın artışı ile oluşan bu çekiciliğin şiddeti azdır ve bir pertürbasyon etkisi olarak düşünülebilir. Böyle bir etkiden ise en fazla taban durumun etkileneceği açıktır. R_0'ın 1'den 1.5'e artışı sonucu sadece taban durumun etkilenmesinin sebebi budur. Kuantum noktasının muhtemel ışımaları açısından R_0 parametresi V_0 parametresi kadar etkin değildir. Çünkü, R_0'ın artışı sonucu seviyeler arasındaki enerji aralığı hemen hemen aynıdır (bakınız Şekil 4.20, 4.21, 4.22, 4.23).

Herhangi bir atomik sistemin plazma ortamında sergilediği kuantum mekaniksel özellikler plazmasız ortama kıyasla oldukça farklıdır. İki elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının enerjilerinin a, b ve λ plazma perdeleme parametrelerinin değişimine karşı davranışı detaylı bir şekilde incelenmiştir. Şekil 4.20, 4.21, 4.22, 4.23'ten görüldüğü gibi λ parametresinin artışı sistemin enerjilerini monoton bir şekilde artırmaktadır. λ'nın enerjiler üzerine etkisi lazer alanı ve kuantum noktası kuşatma parametrelerininkine kıyasla çok zayıftır. Fakat, λ parametresinin etkisi sistem için çok önemlidir. Çünkü, (3.2) denklemi uyarınca, λ parametresi Debye plazmanın sıcaklığına (T) ve parçacık yoğunluğuna bağlıdır. Kuantum plazmaların düşük sıcaklık ve yüksek yoğunluk karakteri gözönüne alınırsa, plazma ortamlarının sıcaklık ve parçacık yoğunluğu değiştirilerek sistemin enerjielerinin değiştirilebileceği açıktır. a plazma perdeleme parametresinin artışı eenrjilerin monoton bir şekilde azalmasına neden olurken (bakınız Şekil 4.22, 4.23), b plazma perdeleme parametresinin artışı ise enerjilerin belirgin bir biçimde artışına neden olur (bakınız Şelik 4.21, 4.23). Şekil 4.20, 4.21, 4.22, 4.23'ten görüldüğü gibi, sistem muhtemel ışınımları üzerine plazma ortamının fark edilebilir bir etkisi bulunmamaktadır. Buna rağmen, sistem için plazma ortamı çok önemlidir. Çünkü, iki elektronu kuşatacak pseudoharmonik kuşatmayı oluşturmak ve modifiye etmek plazma ortamında daha kolaydır.



Şekil 4.27. α_0, V_0 ve R_0 parametrelerinin çeşitli değerleri için atomik birimlerde a) SC potansiyeli (a=0, b=0, λ=1000) ile modellenen Debye plazmadaki, MGECSC potansiyeli (a=1, b=5, λ=1000) ile modellenen kuantum plazmadaki ve plazmasız bir ortamdaki pseudoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 2,\ R_0$=1) sisteminin lazer alanı altındaki ($\alpha_0 = 0 - 10$) taban durum enerjileri, b) SC potansiyeli (a=0, b=0, λ=1000) ile modellenen Debye plazmadaki, MGECSC potansiyeli (a=1, b=5, λ=1000) ile modellenen kuantum plazmadaki ve plazmasız bir ortamdaki pseudoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 1 - 12,\ R_0$=1) sisteminin lazer alanı altındaki ($\alpha_0 = 2.5$) taban durum enerjileri, c) SC potansiyeli (a=0, b=0, λ=1000) ile modellenen Debye plazmadaki, MGECSC potansiyeli (a=1, b=5, λ=1000) ile modellenen kuantum plazmadaki ve plazmasız bir ortamdaki pseudoharmonik kuantum noktası ($V_0 = 2,\ R_0$=1-12) sisteminin lazer alanı altındaki ($\alpha_0 = 2.5$) taban durum enerjileri

Şekil 4.27'de, Debye plazma, kuantum plazma ve plazmasız bir ortamda bulunan pseudoharmonik kuantum noktasının taban durum enerjilerinin α_0, V_0 ve R_0 parametrelerine karşı değişimi gösterilmiştir. Görüldüğü gibi plazmasız ortamdaki enerjilere kıyasla plazma ortamındaki enerjiler daha fazladır. Ancak, plazma ortamındaki enerjiler perdeleme parametreleri sayesinde plazmasız ortam enerjilerine göre artırılabilir veya azaltılabilir. Son olarak, α_0, V_0, R_0 ve b parametreleri enerjileri artırmakta benzer özellik sergilerler. Ancak, α_0 parametresinin belli bir aralıkta enerji azaltıcı etkisi gözardı edilmemelidir. Bu fark dahilinde, bu parametrelerin birbirlerine alternatif oluşları deneysel açıdan fonksiyonel olabilir. Ayrıca,

muhtemel ışımalar için lazer alanının azalışı ile V_0 parametresinin artışıda benzer davranış sergilemektedir.

Debye ve kuantum plazma ortamında iki elektronlu pseudoharmonik kuantum noktasının enerjileri üzerine lazer alanın etkilerine dair elde edilen önemli bulgular şu şekilde özetlenebilir: **i)** Kuantum noktası sistemine uygulanan lazer alanı toplam etkileşim potansiyelini ikili-kuyu tipi potansiyele dönüştürür. Bu sistem için lazer alanının üç önemli özelliği tespit edilmiştir. Birincisi, lazer alanı şiddetinin artışı genel olarak enerjileri artırma eğilimindedir. Tablo 4.8'deki nümerik değerlerdende anlaşıldığı gibi $\alpha_0 = 1$'den sonraki artışlarda enerjide azalma tespit edilmiştir. İkincisi, lazer alanı iki elektronu pseudoharmik kuantum noktası içerisinde istenilen bölgeye hapsetmek için fonksiyonel bir mekanizma sağlar. Üçüncüsü, lazer alanı muhtemel ışımalar için önemli bir kontrol mekanizması olabilir. **ii)** V_0 ve R_0 parametrelerinin her ikiside enerjileri artırır. Ancak, R_0'ın zayıf rejimlerindeki artışlar enerjide küçük bir azalışa neden olur. V_0 parametresi muhtemel ışınımların frekansı üzerine işlevsel bir etkiye sahip iken, R_0'ın ışınımlar üzerine etkisi yok denecek kadar azdır. **iii)** λ ve b parametreleri enerjileri artırırken, a parametresi enerjileri azaltmaktadır. En baskın perdeleme parametresi b'dir. Bununla birlikte, λ'nın etkisi dahilinde plazma sıcaklığının ve parçacık yoğunluğunun enerjiler üzerine nasıl tesir edeceğinin tespiti de yapılmıştır. **iv)** Enerjileri artırmakta α_0, V_0, R_0 ve b parametreleri birbirlerine alternatif iken muhtemel ışınımların frekanslarının ayarlanmasında α_0 ve V_0 birbirlerine alternatiftir. bu alternatiflikler deneysel uygulamalar için önemli olabilir. Projenin bu kısmı ile ilgili elde edilen tüm sonuçlar "IEEE Transactions on Plasma Science" dergisine yayımlanmak üzere gönderilmiş ve inceleme aşamasındadır. Ayrıca bu çalışmada da TÜBİTAK'a 117R001 proje numarası ile teşekkür edilmiştir.

4.3 Hız-Bağımlı Potansiyel Etkileri Üzerine Yapılan Çalışmalar

4.3.1 Parabolik Kuantum Noktası

Projenin bu kısmında iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri üzerine plazma perdeleme parametreleri (a, b ve λ), hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının (diğer bir deyişle form faktörünün) şiddeti (ρ_0) ve kuantum noktasının kuşatma frekansı (ω_0) olmak üzere beş adet parametrenin etkisi söz konusudur.

Hem Debye hem de kuantum plazmada en önemli perdeleme parametresi λ parametresidir. Çünkü, bu parametre, Debye plazmada, ε_0 boşluğun dielektrik sabiti, e elektron yükü ve k_B Boltzmann sabiti olmak üzere, $\lambda=(\varepsilon_0 k_B T/e^2 n)^{1/2}$ bağıntısı uyarınca plazma ortamının sıcaklığına (T) ve parçacık yoğunluğuna (n) bağlıdır. Plazma ortamında parçacık yoğunluğu

(n) artarsa, birbirlerine yakın parçacıkların dalga fonksiyonlarının üst üste gelmesinden ötürü kuantum etkileri başlar. Dolayısıyla, λ parametresi kuantum plazma için de fonksiyonel bir parametredir. λ parametresinin 10'dan 1000'e çeşitli değerleri göz önüne alınmıştır. Tablo 4.9'dan görüldüğü gibi, λ parametresinin artışı kuantum plazmada enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının yükselmesine neden olmaktadır. Proje hesaplamaları sadece MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazma ortamı için değil diğer üç set içinde yapılmıştır. Ancak, parametrelerin her dört set potansiyel modeli için davranışları aynıdır. MGECSC potansiyeli en genel potansiyel olduğu için sonuç raporunda sadece MGECSC potansiyelli incelemenin sonucu sunulmuştur.

Tablo 4.9. Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.1-2) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-20, b=0.1-3, λ=10-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 10$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

	$\omega_0 = 0.5, \rho_0 = 0.5$,a=b=1					
(n,l)	**λ=10**	**λ=50**	**λ=150**	**λ=250**	**λ=500**	**λ=1000**
(0,0)	1.896756	2.063725	2.091676	2.097267	2.101460	2.103557
(1,0)	7.283368	7.437390	7.463174	7.468332	7.472201	7.474135
(2,0)	16.500147	16.652216	16.677672	16.682764	16.686584	16.688493
(0,1)	3.750862	3.924928	3.954092	3.959926	3.964302	3.966490
(1,1)	10.989113	11.149411	11.176248	11.181617	11.185643	11.187656
(2,1)	22.149824	22.305969	22.332108	22.337336	22.341258	22.343219
(0,2)	6.697813	6.876020	6.905893	6.911869	6.916351	6.918592
(1,2)	15.871413	16.036428	16.064061	16.069589	16.073735	16.075808
(2,2)	29.001013	29.160764	29.187508	29.192859	29.196872	29.198878
	$\lambda = 250, \omega_0 = 0.5, \rho_0 = 0.5$,a=1					
(n,l)	**b=0.1**	**b=0.3**	**b=0.5**	**b=1**	**b=1.5**	**b=3**
(0,0)	1.201215	1.400338	1.599460	2.097267	2.595074	4.088493
(1,0)	6.571696	6.770948	6.970201	7.468332	7.966464	9.460858
(2,0)	15.786040	15.985311	16.184584	16.682764	17.180945	18.675487
(0,1)	3.064203	3.263252	3.462302	3.959926	4.457551	5.950423
(1,1)	10.285264	10.484454	10.683643	11.181617	11.679590	13.173511
(2,1)	21.440795	21.640028	21.839258	22.337336	22.835415	24.329650
(0,2)	6.016336	6.215344	6.414351	6.911869	7.409386	8.901940
(1,2)	15.173452	15.372593	15.571735	16.069589	16.567443	18.061005
(2,2)	28.296482	28.495674	28.694870	29.192859	29.690845	31.184807
	$\lambda = 250, \omega_0 = 0.5, \rho_0 = 0.5$,b=1					
(n,l)	**a=0.1**	**a=1**	**a=3**	**a=8**	**a=10**	**a=20**

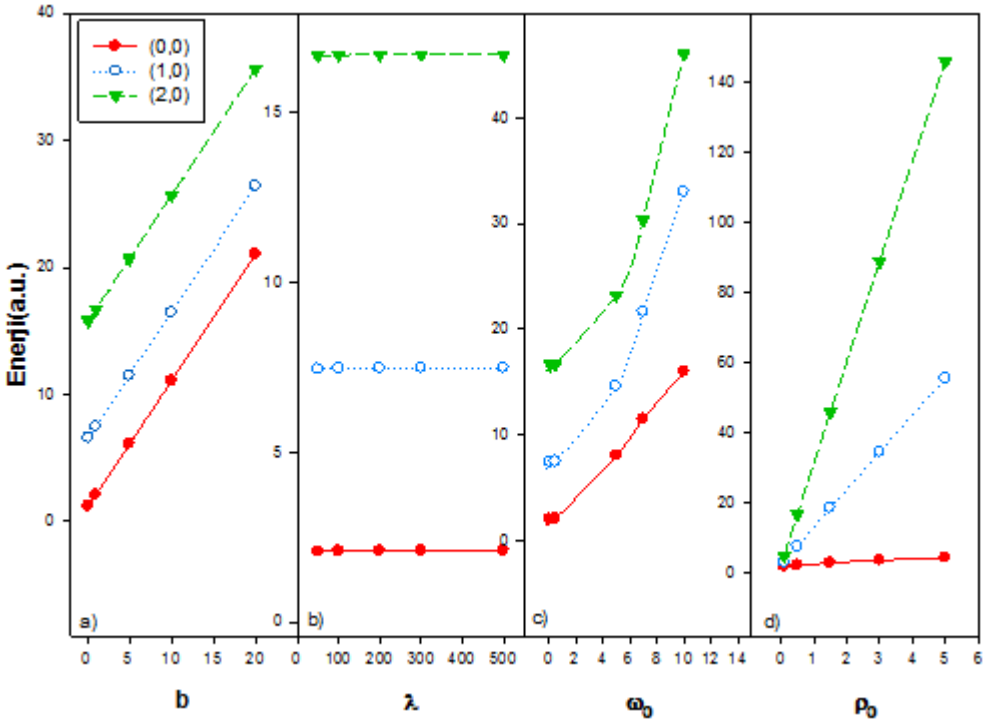
(0,0)	2.097286	2.097267	2.097117	2.096081	2.095404	2.089760
(1,0)	7.468348	7.468332	7.468208	7.467351	7.466791	7.462123
(2,0)	16.682779	16.682764	16.682643	16.681806	16.681258	16.676698
(0,1)	3.959947	3.959926	3.959759	3.958604	3.957849	3.951559
(1,1)	11.181634	11.181617	11.181481	11.180545	11.179932	11.174830
(2,1)	22.337352	22.337336	22.337208	22.336325	22.335747	22.330934
(0,2)	6.911891	6.911869	6.911690	6.910462	6.909659	6.902968
(1,2)	16.069607	16.069589	16.069443	16.068439	16.067782	16.062311
(2,2)	29.192876	29.192859	29.192724	29.191795	29.191187	29.186122
	$\boldsymbol{\lambda = 250, \omega_0 = 0.5, a = 1, b = 1}$					
(n,l)	$\boldsymbol{\rho_0}$ **=0.1**	$\boldsymbol{\rho_0}$ **=0.3**	$\boldsymbol{\rho_0}$ **=0.5**	$\boldsymbol{\rho_0 = 1}$	$\boldsymbol{\rho_0}$ **=1.5**	$\boldsymbol{\rho_0}$ **=2**
(0,0)	1.829873	1.912460	2.097267	2.496269	2.820065	3.097637
(1,0)	2.931131	5.184807	7.468332	13.035381	18.484068	23.865867
(2,0)	4.818395	10.751526	16.682764	31.335743	45.849934	60.286852
(0,1)	2.225300	3.020170	3.959926	6.281882	8.548288	10.777932
(1,1)	3.639545	7.373548	11.181617	20.614373	29.961366	39.257789
(2,1)	5.888123	14.090519	22.337336	42.837932	63.236016	83.656264
(0,2)	2.838371	4.789816	6.911869	12.206056	17.452598	22.665882
(1,2)	4.615833	10.292870	16.069589	30.448828	44.756004	59.019190
(2,2)	7.241487	18.182633	29.192859	56.628896	83.978242	111.276604

Ancak, toplam etkileşim potansiyelinin profilinin simetrik olmayışı nedeniyle λ parametresinin artışı enerji aralıklarının azalmasına neden olur. Tablo 4.9'un verileri göz önüne alınırsa; λ=10 için ΔE=E_{10}-E_{00}=5.386612 a.u., λ=250 için ΔE=5.371065 a.u. ve λ=1000 için ΔE=5.370578 a.u.'dir. Enerji aralıklarındaki bu durum bütün seviyeler ve MGECSC potansiyelinin diğer setleri ile modellenen plazma ortamları için de geçerlidir. Diğer bir perdeleme parametresi olan b parametresi de λ parametresininkine benzer özellik gösterir. Tablo 4.9'dan görüldüğü gibi b parametresinin artışı kuantum noktasının enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının yükselmesine neden olmaktadır. Bununla beraber b parametresinin seviyeler üzerine etkisi λ parametresinin etkisine kıyasla oldukça baskındır. Bu nedenle b parametresi ile modellenen enerji artırıcı bazı dış veya pertürbatif etkilerinin plazmanın sıcaklığı (T) ve parçacık yoğunluğundan daha baskın olduğu söylenebilir. Bununla birlikte, b parametresinin enerjiler üzerine etkisinin λ'nın etkisi ile aynı olmasına rağmen enerji aralıkları üzerine tesiri farklıdır. Yani, b parametresinin artışı enerji aralıklarının artmasına neden olur. Tablo 4.9'un verileri göz önüne alınırsa; b=0.1 için ΔE=E_{10}-E_{00}=5.370481 a.u., b=1 için ΔE=5.371065 a.u. ve b=3 için ΔE=5.372365 a.u.'dir. Enerji aralıklarındaki bu durum bütün

seviyeler ve MGECSC potansiyelinin diğer setleri ile modellenen plazma ortamları için de geçerlidir. b parametresinin hem enerjileri hem de enerji aralıklarını artırmasının nedeni yine etkin potansiyelin profilinin asimetrikliğinden kaynaklanır. MGECSC potansiyelinin "Cos" terimi nedeniyle kuantum noktasının enerjileri üzerine en zayıf etki a parametresine aittir ve a parametresinin enerjiler üzerine etkisi b ve λ'nın etkilerinden farklıdır. Tablo 4.9'dan, görüldüğü gibi a parametresinin artışı lokalizasyonların hafifçe yükselmesine neden olur. Bu durumda, b'nin modellediği etkilerin ve plazma ortamının sıcaklığı ve parçacık yoğunluğunun, a parametresi ile modellenen enerji azaltıcı bazı dış veya pertürbatif etkilerden daha baskın olduğu söylenebilir.

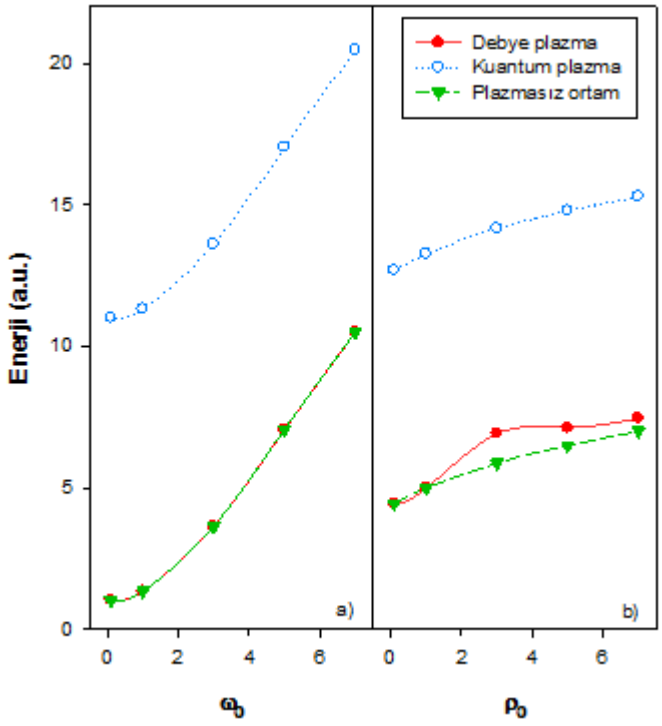
Debye veya kuantum plazma ortamları iki elektronlu kuantum noktası için önemli perdeleme etkileri sergilerler. Bununla birlikte, beklenildiği gibi, plazma ortamının türü ve fiziksel durumu kuantum noktası kuşatmasının enerjiler üzerindeki genel davranışını etkilemez. Bu nedenle, MGECSC potansiyelinin dört farklı türü ile modellenen plazma ortamlarında kuşatma frekansının (ω_0) etkisi aynıdır. Tablo 9'dan görüldüğü gibi, kuşatma frekansının (ω_0) artışı enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının artmasına neden olmaktadır. ω_0 kuşatma frekansı, iki elektronun kuşatılmasına doğrudan ve kuadratik etkisi nedeniyle enerjiler üzerine fark edilir bir artırıcı etkiye sahiptir. Ancak, ω_0 'ın enerji aralıkları üzerine etkisi enerjiler üzerine olan etkisi kadar stabil değildir. Tablo 4.9'un verileri göz önüne alınırsa; ω_0=0.1 için $\Delta E=E_{10}-E_{00}$=5.38608 a.u., ω_0=1.5 için ΔE=5.26497 a.u. ve ω_0=10 için ΔE=16.5535 a.u.; ω_0=0.1 için $\Delta E=E_{22}-E_{02}$=22.3079 a.u., ω_0=0.8 için ΔE=22.2374 a.u., ω_0=1.5 için ΔE=22.0607 a.u., ω_0=5 için ΔE=20.2301 a.u., ω_0=8 için ΔE=20.8969 a.u., ω_0=10 için ΔE=25.1157 a.u.'tir. ω_0 artışına karşı sergilenen bu durum tüm seviyeler arası geçişler için görülmektedir. Görüldüğü gibi kuşatma frekansının zayıf rejimlerindeki artış enerji aralıklarını azaltırken, güçlü rejimlerindeki artış artırmaktadır. Bu durum ω_0 artışına karşı toplam etkileşim potansiyelinin profilinin asimetrikliğinden kaynaklanmaktadır.

Hız-bağımlı potansiyelin form faktörü harmonik olarak göz önüne alındığı için, ρ_0 izotropik bağlılığın şiddetidir. Harmonik bir yapıdaki form faktörünün kuşatma üzerine ciddi etkileri söz konusudur. Tablo 4.9'dan görüldüğü gibi, Debye ve kuantum plazmada ρ_0 sabitinin şiddetinin artması enerji seviyelerinin lokalizasyonlarında artışa neden olmaktadır. Bu artış nedeniyle toplam etkileşim potansiyelinin form faktörünün artan şiddeti ile daha itici bir hale geldiği sonucu çıkarılır. Bununla birlikte, ρ_0 'ın artışı enerji aralıklarının artışına neden olmaktadır. Tablo 4.9'un verileri göz önüne alınırsa; ρ_0=0.1 için $\Delta E=E_{10}-E_{00}$=1.10126 a.u., ρ_0=1.5 için ΔE=5.37107 a.u. ve ρ_0=10 için ΔE=20.7682 a.u. olduğu görülmektedir. Enerji aralıklarındaki bu durum bütün seviyeler ve MGECSC potansiyelinin diğer setleri ile modellenen plazma ortamları için de geçerlidir.



Şekil 4.28. a) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=0.1-20, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, b) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=50-500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, c) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 10$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, d) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.1-10) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=300) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

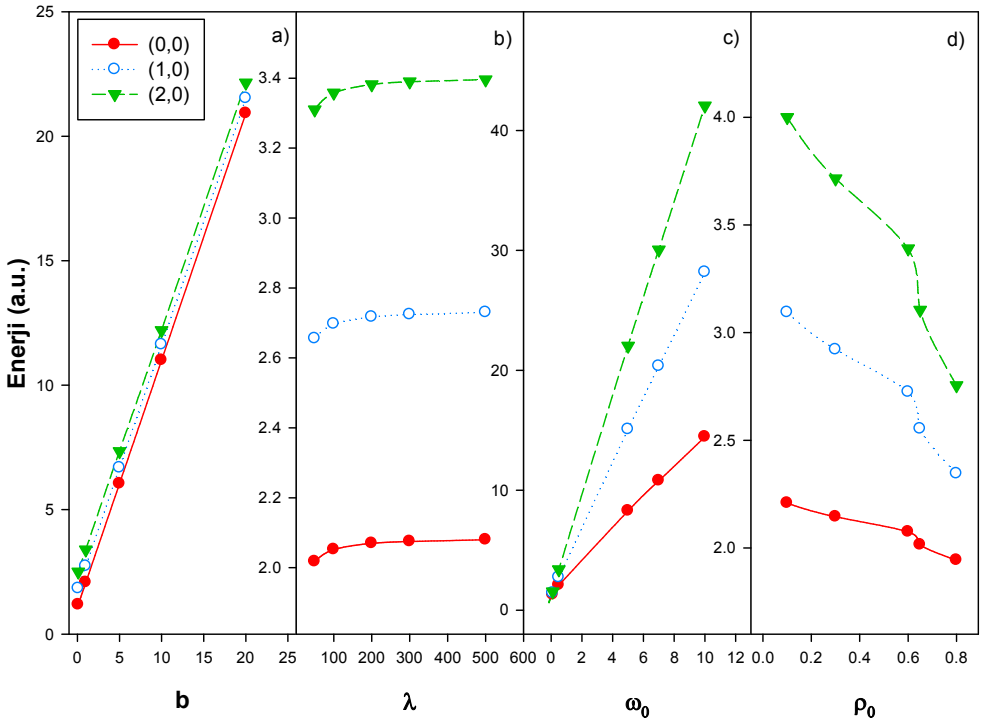
Şekil 4.28'de, MGECSC potansiyelinin en genel hali ile modellenen kuantum plazmadaki kuantum noktasının enerji seviyelerinin lokalizasyonları üzerine b, λ, ω_0 ve ρ_0'ın etkileri kıyaslanmıştır. Görüldüğü gibi bu parametrelerin enerjileri artırmada birbirlerine baskınlığı olmakla beraber hepsi aynı etkiyi sergiler. Enerjileri artırmada en baskın etki form faktörüne aittir. En zayıf etki ise λ parametresine aittir. Dolayısıyla bu parametreler enerjileri artırmada birbirlerine alternatiftirler.



Şekil 4.29. a) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=0, λ=400), kuantum plazma ortamında (a=0.1, b=10, λ=400) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 7$), b) $\rho_0 = 0.1 - 7$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=0, λ=400), kuantum plazma ortamında (a=0.1, b=10, λ=400) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu parabolik kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.5$) taban durum enerjilerinin atomik birimlerde kıyaslanması

Şekil 4.29'da, SC potansiyeli ile modellenen Debye plazma ortamının, MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazma ortamının ve plazmasız bir ortamın etkileri kuşatma frekansının ve form faktörü şiddetinin değişimi dahilinde incelenmiştir. Şekil 4.29'da görüldüğü gibi, Debye plazma ortamı ve plazmasız bir ortamın enerjisi neredeyse aynı iken, b parametresin güçlü perdeleme etkisi nedeniyle kuantum plazmadaki lokalizasyonlar daha yüksektir. Şekil 4.29b'de ise, form faktörünün güçlü rejimlerdeki kuşatma etkisi nedeniyle Debye plazmadaki toplam etkileşim potansiyelinin Coulomb etkileşimindeki (plazmasız ortam) toplam potansiyele göre daha itici hale geldiği görünmektedir. Şekil 4.29b'de görüldüğü gibi, form faktörünün belli aralıktaki değerlerinde daha etkin bir kuşatma gerçekleşmektedir (bu şekilde ρ_0=2-5). Burada esas olan nokta kuantum noktasının enerjilerinin ve enerji aralıklarının değiştirilmesinde plazma ortamının işlevselliğidir. Ayrıca, plazmasız bir ortama kıyasla Debye plazma ortamında, toplam etkileşim potansiyelinin form

faktörünün hangi aralığında daha itici olduğunun ortaya çıkarılması da önemlidir (bakınız Şekil 4.29).



Şekil 4.30. Şekil 4.28'in aynısı fakat izotropik from faktörü $\rho(r)=\rho_0$

Şekil 4.30'da, iki elektronlu kuantum noktasının enerjileri sabit bir form faktörü ($\rho(r)=\rho_0$) etkisi dahilinde incelenmiştir. Şekil 4.28 ve 4.30 birlikte incelenirse, form faktörünün kuşatma üzerine önemli sonuçlar oluşturduğu anlaşılır. Şekil 4.28 ve 4.30'da iki elektronlu kuantum noktası için form faktörü hariç diğer koşullar aynıdır. Görüldüğü gibi plazma ortamının enerjiler üzerine tesirinin değişmesine rağmen b ve λ'nın enerji artırıcı davranışı değişmemiştir. Kuşatma frekansı, harmonik form faktörlü durumdan farklı olarak, sabit form faktörü dahilinde hem enerjileri hem de enerji aralıklarını artırmaktadır. Sabit form faktörü şiddetinin artması ise potansiyeli daha çekici hale getirerek enerjilerin ve enerji aralıklarının azalmasına neden olur.

Debye ve kuantum plazma ortamında iki elektronlu parabolik kuantum noktasının enerjileri üzerine hız-bağımlı potansiyelin etkilerine dair elde edilen önemli bulgular şu şekilde özetlenebilir: **i)** Debye ve kuantum plazmalarda b ve λ plazma perdeleme parametreleri enerjileri enerji artırıcı davranış sergilerken, a parametresi ise enerjilerin azalmasına neden olur**. ii)** Kuşatma frekansı ω_0'ın davranışı form faktörüne yakından bağlıdır. ω_0'ın artışı her iki durumda enerjilerin artmasına neden olurken, harmonik form faktörü durumunda ω_0'ın zayıf

rejimlerdeki artışı enerji aralıklarını azaltırken, güçlü rejimlerdeki artışı artırır. Oysa sabit bir form faktörü durumunda ω_0'ın artışı enerji aralılarının daima artırır. **iii)** hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının (diğer bir deyişle form faktörünün) şiddeti (ρ_0)'nin artışı, harmonik form faktörü durumunda hem enerjileri hem de enerji aralıklarını artırırken, sabit form faktörü durumunda hem enerjileri hem de enerji aralıklarını azaltır**. iv)** Harmonik form faktörü durumunda lokalizasyonlar için b, λ, ω_0 ve ρ_0 birbirlerine alternatif iken, sabit form faktörü durumunda ise b, λ ve $\omega_0$birbirlerine alternatiftir. **v)** Her iki form faktörü içinde enerji aralıkları üzerine en baskın parametreler ω_0 ve ρ_0'dir. **vi)** Plazmasız bir ortama göre plazma ortamı yukarıda bahsedilen bütün durumlar üzerine plazma sıcaklığı ve parçacık yoğunluğu ile kontrol olanağı sağlar. Projenin bu kısmı ile ilgili elde edilen tüm sonuçlar makale olarak yayımlanmak üzere hazırlanma aşamasındadır.

4.3.2 Cornell Kuantum Noktası

Projenin bu kısmında iki elektronlu Cornell kuantum noktasının enerjileri üzerine hız-bağımlı potansiyelin etkileri incelenmiştir. İki elektronlu Cornell kuantum noktasının enerjileri üzerine plazma perdeleme parametreleri (a, b, λ); kuantum noktası kuşatma parametreleri (a_1, b_1, c_1) ve hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının (diğer bir deyişle form faktörünün) şiddeti (ρ_0) olmak üzere yedi adet parametre vardır.

Çalışma boyunca λ parametresinin 10'dan 1000'e, b parametresinin 0.1'den 7'ye ve a parametresinin 0.1'den 7'ye farklı değerleri göz önüne alınmıştır. Proje hesaplamaları sadece MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazma ortamı için değil diğer üç set içinde yapılmıştır. Ancak, parametrelerin her dört set potansiyel modeli için davranışları aynıdır. MGECSC potansiyeli en genel potansiyel olduğu için sonuç raporunda sadece MGECSC potansiyelli incelemenin sonucu sunulmuştur. Tablo 4.10'dan görüldüğü gibi, λ parametresi enerjilerin monoton bir şekilde artışına, a parametresi ise monoton bir şekilde azalışına neden olmaktadır. b parametresi ise farklı olarak enerjilerin kayda değer ölçüde artışına neden olur.

Tablo 4.10. Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.1-2) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=0.1-7, b=0.1-7, λ=10-1000) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($\omega_0 = 0.1 - 2$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

	$\boldsymbol{a_1 = b_1 = c_1 = 1, a = 1, b = 1, \rho_0 = 0.5}$					
(n,l)	**λ=10**	**λ=50**	**λ=150**	**λ=250**	**λ=500**	**λ=1000**
(0,0)	2.931564	3.088418	3.114647	3.119893	3.123828	3.125795
(1,0)	7.816014	7.927719	7.998968	8.004219	8.008157	8.010127

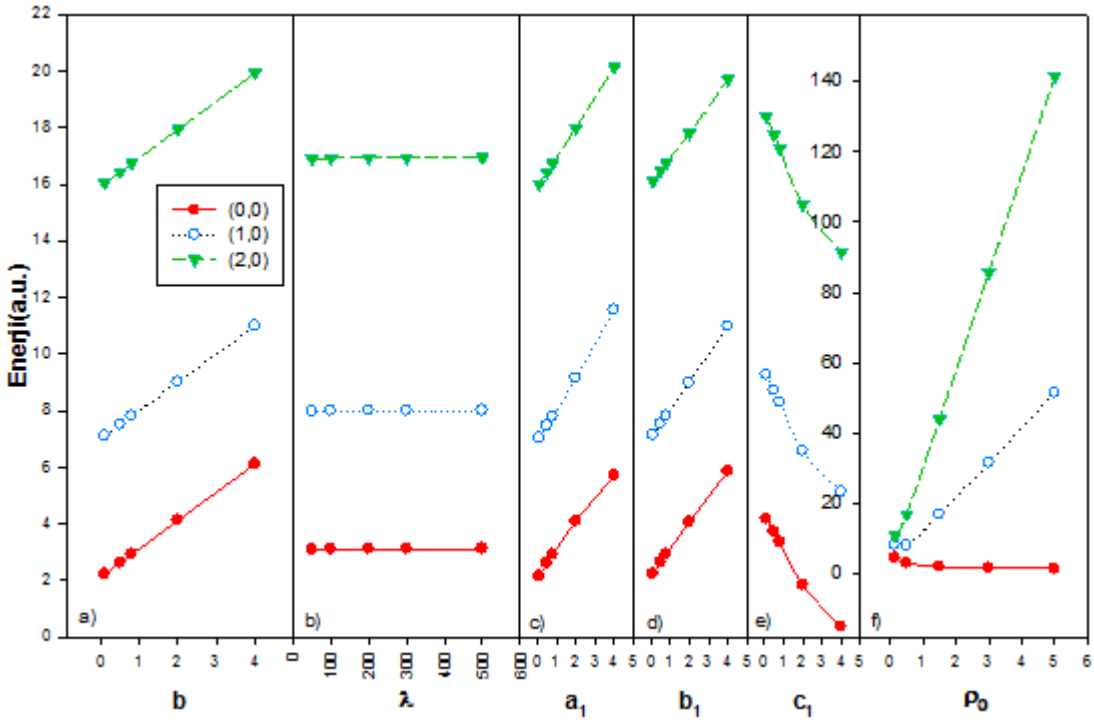
(2,0)	16.749875	16.903294	16.928980	16.934118	6.937972	16.939899
(0,1)	5.334427	5.504695	5.533211	5.538916	5.543194	5.545333
(1,1)	11.936109	12.096445	12.123292	12.128663	12.132691	12.134705
(2,1)	22.827264	22.983708	23.009899	23.015138	23.019067	23.021032
(0,2)	8.541594	8.718016	8.747583	8.753498	8.757934	8.760153
(1,2)	17.075597	17.240152	17.267709	17.273222	17.277356	17.279423
(2,2)	29.921006	30.080717	30.107456	30.112805	30.116817	30.118823
	$\boldsymbol{\lambda = 300, a_1 = b_1 = c_1 = 1, a = 1, \rho_0 = 0.5}$					
(n,l)	**b=0.1**	**b=0.5**	**b=1**	**b=3**	**b=5**	**b=7**
(0,0)	2.224106	2.622817	3.121205	5.114756	7.108305	9.101853
(1,0)	7.108439	7.507147	8.005532	9.999070	11.992609	13.986149
(2,0)	16.038184	16.436948	16.935403	18.929224	20.923044	22.916865
(0,1)	4.643759	5.042240	5.540342	7.532747	9.525152	11.517556
(1,1)	11.233048	11.631696	12.130005	14.123245	16.116485	18.109725
(2,1)	22.119342	22.518056	23.016448	25.010016	27.003584	28.997153
(0,2)	7.858631	8.257007	8.754977	10.746856	12.738734	14.730612
(1,2)	16.377801	16.776378	17.274600	19.267485	21.260370	23.253255
(2,2)	29.217603	29.615819	30.114142	32.107436	34.100730	36.094024
	$\boldsymbol{\lambda = 300, a_1 = b_1 = c_1 = 1, b = 1, \rho_0 = 0.5}$					
(n,l)	**a=0.1**	**a=0.5**	**a=1**	**a=3**	**a=5**	**a=7**
(0,0)	3.121216	3.121213	3.121205	3.121117	3.120940	3.120676
(1,0)	8.005543	8.005540	8.005532	8.005440	8.005256	8.004980
(2,0)	16.935414	16.935411	16.935403	16.935316	16.935142	16.934881
(0,1)	5.540355	5.540352	5.540342	5.540232	5.540012	5.539682
(1,1)	12.130017	12.130014	12.130005	12.129910	12.129720	12.129434
(2,1)	23.016459	23.016456	23.016448	23.016358	23.016178	23.015908
(0,2)	8.754992	8.754988	8.754977	8.754856	8.754614	8.754252
(1,2)	17.274612	17.274609	17.274600	17.274499	17.274294	17.273994
(2,2)	30.114154	30.114151	30.114142	30.114048	30.113860	30.113578
	$\boldsymbol{\lambda = 300, a_1 = b_1 = c_1 = 1, a = 1, b = 1}$					
(n,l)	$\boldsymbol{\rho_0 = 0.2}$	$\boldsymbol{\rho_0 = 0.3}$	$\boldsymbol{\rho_0 = 0.5}$	$\boldsymbol{\rho_0 = 1}$	$\boldsymbol{\rho_0 = 1.5}$	$\boldsymbol{\rho_0 = 2}$
(0,0)	4.283639	3.836447	3.121205	2.323289	1.999651	1.821674
(1,0)	7.547317	7.141334	8.005532	17.170975	16.874575	21.716203
(2,0)	10.832108	12.337350	16.935403	30.146865	43.858615	57.703652
(0,1)	6.365500	5.833800	5.540342	6.532451	8.147853	9.939589
(1,1)	9.248909	9.625825	12.130005	20.266625	28.949201	37.778209
(2,1)	13.280956	16.028588	23.016448	42.201187	61.900465	81.738399
(0,2)	8.357383	8.047013	8.754977	12.641884	17.225630	22.001442

(1,2)	11.384459	12.799661	17.274600	30.356719	44.016430	57.832941
(2,2)	16.220	20.359728	30.114142	56.261547	82.945828	109.775512
	$\boldsymbol{\lambda = 300, b_1 = c_1 = 1, a = 1, b = 1, \rho_0 = 0.5}$					
(n,l)	$\boldsymbol{a_1}$ **=0.1**	$\boldsymbol{a_1}$ **=0.5**	$\boldsymbol{a_1}$ **=0.75**	$\boldsymbol{a_1 = 1}$	$\boldsymbol{a_1}$ **=1.5**	$\boldsymbol{a_1}$ **=2**
(0,0)	2.152254	2.594734	2.861671	3.121205	3.618290	4.086863
(1,0)	7.032230	7.458709	7.730214	8.005532	8.567339	9.143173
(2,0)	16.009750	16.419311	16.676779	16.935403	17.456152	17.981634
(0,1)	4.305607	4.860285	5.202204	5.540342	6.204880	6.853170
(1,1)	11.113172	11.563297	11.846048	12.130005	12.701893	13.279607
(2,1)	22.059060	22.483605	22.749722	23.016448	23.551753	24.089858
(0,2)	7.381410	7.995012	8.375996	8.754977	9.506713	10.249775
(1,2)	16.183036	16.667980	16.971210	17.274600	17.882042	18.490673
(2,2)	29.109256	29.555450	29.934661	30.114142	30.673943	31.234908
	$\boldsymbol{\lambda = 300, a_1 = c_1 = 1, a = 1, b = 1, \rho_0 = 0.5}$					
(n,l)	$\boldsymbol{b_1}$ **=0.1**	$\boldsymbol{b_1}$ **=0.5**	$\boldsymbol{b_1}$ **=0.75**	$\boldsymbol{b_1}$ **=1**	$\boldsymbol{b_1}$ **=1.5**	$\boldsymbol{b_1}$ **=2**
(0,0)	2.236842	2.633289	2.878317	3.121205	3.600489	4.071045
(1,0)	7.139139	7.522755	7.763682	8.005532	8.492060	8.982429
(2,0)	16.103396	16.472623	16.703839	16.935403	17.399577	17.865156
(0,1)	4.509396	4.969034	5.255120	5.540342	6.108131	6.672276
(1,1)	11.218208	11.623253	11.876562	12.130005	12.637348	13.145386
(2,1)	22.148896	22.534293	22.775313	23.016448	23.499069	23.982174
(0,2)	7.656047	8.145092	8.450234	8.754977	9.363239	9.969827
(1,2)	16.313696	16.740861	17.007759	17.274600	17.808126	18.341476
(2,2)	29.209936	29.611222	29.862673	30.114142	30.617141	31.120229
	$\boldsymbol{\lambda = 300, a_1 = b_1 = 1, a = 1, b = 1, \rho_0 = 0.5}$					
(n,l)	$\boldsymbol{c_1}$ **=0.1**	$\boldsymbol{c_1}$ **=0.5**	$\boldsymbol{c_1}$ **=0.75**	$\boldsymbol{c_1}$ **=1**	$\boldsymbol{c_1}$ **=1.5**	$\boldsymbol{c_1}$ **=2**
(0,0)	4.168043	3.712976	3.420554	3.121205	2.498743	1.838832
(1,0)	9.264837	8.709131	8.358519	8.005532	7.293198	6.574156
(2,0)	18.390545	17.747343	17.342443	16.935403	16.115296	15.287957
(0,1)	6.365889	6.000598	5.770994	5.540342	5.075711	4.606314
(1,1)	13.145904	12.695701	12.413263	12.130005	11.561024	10.988759
(2,1)	24.169570	23.658221	23.337693	23.016448	22.371808	21.724319
(0,2)	9.510186	9.175027	8.965158	8.754977	8.333652	7.910993
(1,2)	18.184099	17.780463	17.527715	17.274600	16.767253	16.258403
(2,2)	31.135729	30.682242	30.398365	30.114142	29.544654	28.973769

Tablo 4.10'dan görüldüğü gibi a_1 parametresinin artışı, toplam etkileşim potansiyelinin iticiliğini artırarak enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının artışına neden olmaktadır. b_1

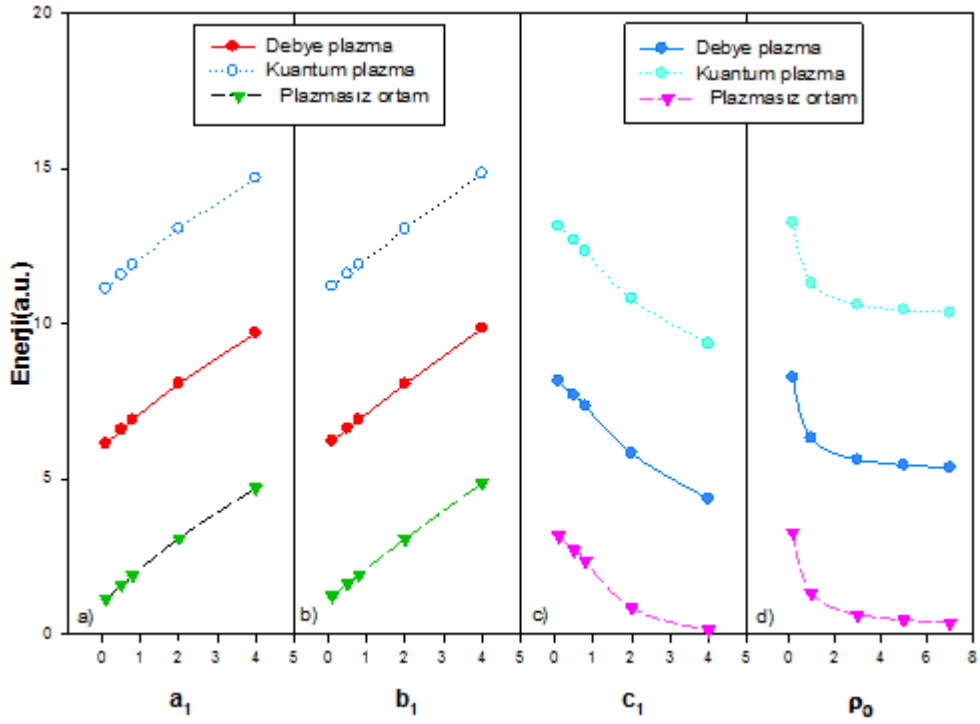
parametresi de toplam etkileşim potansiyelinin iticiliğini artırarak lokalizasyonların yükselmesine neden olmaktadır. c_1 parametresi ise tersi bir davranış sergileyerek toplam etkileşim potansiyelinin çekiciliğini artırarak lokalizasyonların azalmasına neden olur. Ancak, Tablo 4.10 verilerine göre kuşatma parametrelerinin enerji aralıkları üzerine kayda değer bir ölçüde etkisi söz konusu değildir.

Tablo 4.10'daki Debye ve kuantum plazma ortamları için, hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının şiddeti, diğer bir deyişle harmonik form faktörünün şiddeti (ρ_0)'ın artışı (0,0) durumunun lokalizasyonunu alçaltırken diğer durumların lokalizasyonlarını ise yükseltmektedir. Bu nedenle harmonik izotropik bağlılığın sistem etkileşimine dahil olmasının toplam etkileşim potansiyelinde bir asimetrik duruma neden olduğu söylenebilir. Bununla birlikte ρ_0'ın artışının enerji aralıkları üzerine önemli bir etkisi vardır. Tablo 4.10'un verilerine göre; ρ_0=0.3 için $\Delta E=E_{10}-E_{00}$=3.304887 a.u., ρ_0=1 için ΔE=9.847686 a.u. ve ρ_0=2 için ΔE=19.894529 a.u.'dir. Görüldüğü gibi, hız-bağımlı potansiyel etkisinin artışı iki elektronlu Cornell kuantum noktasının enerji aralıklarının artışına neden olmaktadır. Ayrıca, enerji seviyeleri ve enerji aralıkları üzerine en baskın etki ρ_0 parametresine aittir (Bakınız Tablo 4.10).



Şekil 4.31. a) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=0.1-4, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = b_1 = c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, b) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=50-500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = b_1 = c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, c) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 0.1 - 4,\ b_1 = c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, d) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 0.1 - 4, c_1 = 1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, e) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 1, c_1 = 0.1 - 4$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri, f) Hız-bağımlı potansiyelin (ρ_0=0.15-5) etkisi altında, MGECSC potansiyeli (a=1, b=1, λ=500) ile modellenen kuantum plazmadaki iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1,\ b_1 = 1, c_1 = 0.1$) bazı kuantum durumlarının atomik birimlerde enerjileri

Şekil 4.31'de MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazma ortamında iki elektronlu Cornell kuantum noktasının enerjileri üzerine parametrelerin benzerlikleri gösterilmiştir. Görüldüğü b, a_1, b_1 parametreleri enerjiler üzerine benzer davranış sergiledikleri için bu bağlamda birbirlerine alternatif olabilirler. λ parametresi monoton bir etki sergileyerek b, a_1, b_1 parametrelerine alternatif olabilir. Ancak burada esas olan nokta bu alternatifliğin plazma ortamının sıcaklığı ve parçacık yoğunluğu ile sağlanabilir olmasıdır. ρ_0 ise taban durum haricinde diğer parametreler ile benzer davranış sergilemiştir. a parametresi monoton bir etki sergilediği için Şekil 4.31'e dahil edilmemiştir. Ancak, Şekil 4.31'den görüldüğü gibi c_1 parametresinin enerjileri azaltmaktaki baskın etkisine a parametresi bir alternatif olabilir.



Şekil 4.32. a) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 0.1 - 4,\ b_1 = 1,\ c_1 = 1$), b) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1,\ b_1 = 0.1 - 4,\ c_1 = 1$), c) $\rho_0 = 0.5$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1, b_1 = 1,\ c_1 = 0.1 - 4$), d) $\rho_0 = 0.2 - 7$ için, Debye plazma ortamında (a=0, b=5, λ=350), kuantum plazma ortamında (a=1, b=10, λ=350) ve plazmasız bir ortamda iki elektronlu Cornell kuantum noktasının ($a_1 = 1,\ b_1 = 1,\ c_1 = 1$) taban durum enerjilerinin atomik birimlerde kıyaslanması

Şekil 4.32'de ise a=0, b=5, λ=350 parametre setine sahip potansiyel ile modellenen Debye plazma ortamının, a=1, b=10, λ=350 parametre setine sahip MGECSC potansiyeli ile modellenen kuantum plazma ortamının ve plazmasız bir ortamın iki elektronlu Cornell kuantum noktası üzerine etkisi gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kuantum plazma ortamının güçlü perdeleme etkisi nedeniyle enerji seviyeleri en yüksektir. Ayrıca Debye plazma ortamındaki enerjiler de plazmasız ortama göre daha fazladır. Burada esas olan nokta plazma perdeleme parametreleri sayesinde enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının ayarlanabilmesidir.

Debye ve kuantum plazma ortamında iki elektronlu Cornell kuantum noktasının enerjileri üzerine hız-bağımlı potansiyelin etkilerine dair elde edilen önemli bulgular şu şekilde özetlenebilir: **i)** b ve λ plazma perdeleme parametreleri enerjileri artırırken, a parametresi azaltır. Enerjiler üzerine en baskın plazma perdeleme parametresi b'dir. Her üç parametrenin de enerji aralıkları üzerine belirgin bir etkisi bulunmamaktadır. **ii)** Cornell kuantum noktası parametrelerinden a_1 ve b_1 enerjileri artırarak benzer etki sergilerken, c_1 enerjileri azaltmaktadır. Kuantum noktası parametreleri de enerji aralıkları üzerine belirgin bir etki sergilememektedir. **iii)** Hız-bağımlı potansiyelin izotropik bağlılığının (diğer bir deyişle form faktörünün) şiddeti (ρ_0) taban durum enerjilerini azaltırken diğer durum enerjilerini artırmaktadır. Dolayısıyla hız-bağımlı potansiyelin sisteme dahil olması toplam etkileşim potansiyelinde bir asimetrikliğe neden olmaktadır. ρ_0 parametresi sistem üzerine en etkin parametredir ve ρ_0'ın artışı kuantum noktasının enerjilerini artırmaktadır. **iv)** Plazma ortamı enerji seviyelerinin lokalizasyonları için önemli bir kontrol olanağı sağlamaktadır. Projenin bu kısmı ile ilgili elde edilen tüm sonuçlar makale olarak yayımlanmak üzere hazırlanma aşamasındadır.

5.SONUÇLAR

Bu proje plazma ortamları dahilinde elektrik ve manyetik alan etkileri, lazer alanı etkileri ve hız-bağımlı potansiyel alanı etkileri olarak üç ana kısımdan oluşmaktadır. Harmonik salınıcı potansiyeli moleküllerin salınımı, çekirdek içerisinde proton ve nötronların titreşimi, vs.. gibi fiziksel sistemler için çok iyi bir modeldir ve yapılan bazı deneysel çalışmalar elektronları hapsetmek için en uygun kuşatmanın kuyu tipinde olması gerektiğini söyler. Bu nedenle bu projedeki üç ana kısmın her birindeki ilk inceleme parabolik kuantum noktası için yapılmıştır. Diğer incelemelerde Hulthen potansiyeli kuşatmalı, pseudoharmonik potansiyel kuşatmalı ve Cornell potansiyeli kuşatmalı kuantum noktaları gözönüne alınmıştır. Nanofabrikasyon teknojisinin gelişimi, plazma ortamının çeşitliliği ve bu çeşitlilik arasındaki karmaşık korelasyon bu projede gözönüne alınan farklı kuantum noktaları için önemli bir motivasyon olmuştur.

Projenin ilk kısmı plazma ortamındaki parabolik ve Hulthen kuantum noktaları için elektrik ve manyetik alan incelemelerini içermektedir. Uygulanan dış elektrik ve manyetik alan parabolik ve Hulthen kuantum noktalarının enerji seviyelerinin lokalizasyonlarını yükselmektedir. Ayrıca, enerji aralıklarını da artırmaktadır. Bununla birlikte, elektrik ve manyetik alan artışına karşı Hulthen kuantum noktası parabolik kuantum noktasından daha fazla etkilenmiştir. Projede bu kuantum noktalarının yapacağı muhtemel ışımalar için parabolik kuantum noktasında F, ω_c ve ω_0 parametreleri birbirlerine alternatif iken Hulthen kuantum noktasında ise F ve ω_c birbirine alternatiftir. Projenin elektrik ve manyetik alan incelemeleri için çıkarılacak en önemli iki sonucu vardır. Birincisi, parabolik ve Hulthen kuantum noktalarının yapacağı muhtemel ışımalarda elektrik ve manyetik alan önemli bir kontrol mekanizması olabilir. Ancak, manyetik alan etkisi her iki sistemde de daha baskın etkiye sahiptir. İkincisi, dış alan etkilerine karşı parabolik ve Hulthen kuantum noktalarının davranışlarını kıyaslamanın mümkünlüğüdür. Kuantum noktası parametrelerinin işlevinin ortaya çıkarılması deneysel tasarımlar için çok önemli rol oynayacaktır.

Projenin ikinci kısmı plazma ortamındaki parabolik ve pseudoharmonik kuantum noktaları için lazer alanı incelemelerini içermektedir. Lazer alanı etkileri kuantum noktasının geometrik yapısı ile yakından ilişkilidir. Parabolik kuantum noktasında uygulanan lazer alanı şiddeti enerji seviyelerinin lokalizasyonlarını belirgin bir biçimde yükseltir. Ancak, bu kuantum noktasının yapacağı muhtemel ışınımlar için lazer alanının fonksiyonel bir etkisi tespit edilmemiştir. Bu ışınımlar için tek fonksiyonel etki kuantum noktası kuşatma frekansına (ω_0) aittir. Ancak, lazer alanının pseudoharmonik kuantum noktası için oldukça farklı özellikleri belirlenmiştir. Lazer alanı uygulaması pseudoharmonik kuantum noktası kuşatmasını ikili-kuyu tipine dönüştürmektedir. Ayrıca, lazer alanı vasıtasıyla iki elektronunun hapside kontrol

edilebilmektedir. Pseudoharmonik kuantum noktası için lazer alan şiddetini kritik bir değeri tespit edilmiştir. Bu kritik değere kadar lazer uygulaması enerjileri artırırken bu kritik değerden sonra enerjilerde önce bir azalış sonra ise düzenli bir artış tespit edilmiştir. Kuantum noktasının asimetrikliği nedeniyle lazer alanının artışı muhtemel foton frekanslarında da benzer bir etki sergilemiştir. Lazer alanının artışı muhtemel ışınımların frekanslarını azaltma eğilimindedir. Bununla birlikte pseudoharmonik kuantum noktasının V_0 ve R_0 kuşatma parametreleri ışınımların frekanslarını artırma eğilimindedirler ve bu anlamda birbirlerine alternatiftirler.

Projenin üçüncü kısmı plazma ortamındaki parabolik ve Cornell kuantum noktaları için hız-bağımlı potansiyel etkileri incelemelerini içermektedir. Hız-bağımlı potansiyel alanının harmonik form faktörünün şiddetinin artması enerji seviyelerinin lokalizasyonlarının yükselmesine ve enerji aralıklarının artmasına neden olmaktadır. Aynı etki kuşatma frekansının (ω_0) artırılması ile de sağlanabilir ancak harmonik form faktörü hem enerjiler hem de enerji aralıkları üzerine daha etkindir. Parabolik kuantum noktası kuşatma frekansının (ω_0) etkinliği dış alanlar dahilinde ki durumlara kıyasla hız-bağımlı potansiyel etkisi altında biraz daha zayıftır. İzotropik form faktörü eğer bir sabit olarak seçilirse plazma parametrelerinin ve kuşatma frekansının etkinliği belirgin bir biçimde değişir. Bu durumda ω_0'ın artışı hem enerjileri hem de enerji aralıklarını önemli ölçüde artırır. Ancak, sabit form faktörü ρ_0 ise enerjileri ve enerji aralıklarını azaltarak harmonik form faktörünün tersi bir davranış gösterir. Dolayısıyla hız-bağımlı potansiyelin diğer parametrelerin davranışlarını da etkilediği söylenebilir. Cornell kuantum noktası üzerine hız-bağımlı potansiyelin etkisi parabolik kuantum noktasına olan etkiden farklıdır. Cornell kuantum noktasında harmonik form faktörünün şiddetinin artması taban durumun lokalizasyonunu yükseltirken diğer durumların lokalizasyonlarını artırmaktadır. Bu nedenle hız-bağımlı potansiyelin toplam etkileşim potansiyelini asimetrik hale getirdiği söylenebilir. Bununla birlikte Cornell kuantum noktası için ρ_0'ın muhtemel ışınımların frekanslarını artırıcı bir etkiye sahip olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca Cornell kuantum noktasında frekans kontrolünün sadece ρ_0 ile yapılabileceğide önemli bir sonuçtur.

Projedeki bütün incelemeler plazma ortamı dahilinde yapılmıştır. Plazmaların kuantum noktalarının deneysel ve üretim aşamalarındaki öneminin yanısıra bu projede tespit edilen en önemli sonucu sağladığı kontrol mekanizmasıdır. Plazmaların perdeleme etkisinin atomik sistemler üzerindeki dikkate değer etkileri ve sonuçları giriş kısmında belirtilen çalışmalarda genişçe tartışılmıştır. Plazmaların perdeleme etkisinin kuantum noktalarının enerjileri ve muhtemel ışınımları üzerine etkileri ise ilk defa bu projede araştırılmıştır. Plazmalar kuantum noktasının enerjilerini önemli ölçüde etkiler. b parametresi enerjileri belirgin bir biçimde artırırken, a parametresi ise zayıf bir şekilde azaltır. λ parametresi ise zayıf bir şekilde artırır.

λ incelemeleri sayesinde plazmaların sıcaklığının ve parçacık yoğunluğunun ne şekilde kullanılacağıda belirlenmiştir.

Projede elektrik, manyetik ve lazer alanlarının, hız-bağımlı potansiyelin, plazma perdeleme parametrelerinin ve incelenen kuantum noktalarına ait kuşatma parametrelerinin enerji seviyelerinin lokalizasyonları üzerine etkilerinin çok detaylı bir şekilde incelenmesi aynı kuantum noktalarının elektronik ve optiksel özelliklerinin çalışılmasında çok önemli ve çok iyi bir yol gösterici olarak rol oynayacaktır. Bu anlamda bu projede yapılan yazılımlar, gerçekleştirilen hesaplamalar ve ilgili sonuçlar son derece önemlidir ve bizim için ilk basamaktır. Bu nedenle mevcut çalışmalar, yeni bir projeyi başlatabilme potansiyeli açısından da bize yol gösterici olmuştur. Proje sonuçları üzerine yayımlanan makalelerimiz ve incelemede olan çalışmalarımız aşağıda listelenmiştir:

SCI kapsamında yayınlanan makalelerin listesi:

1. Bahar M. K., Soylu A. 2018. ”Two-electron quantum dot in plasmas under the external fields” Physics of Plasmas 25, 022106, yayımlandı.

2. Bahar M. K., Soylu A. 2018. ”Confinement control mechanism for two-electron Hulthen quantum dot in plasmas” Journal of Physics B:Atomic, Molecular and Optical Physics 51, 105701, yayımlandı.

3. Bahar M. K., Soylu A. 2018. ”Laser-driven two-electron quantum dot in plasmas” Physics of Plasmas 25, 062113, yayımlandı.

İnceleme ve hazırlanma aşamasında olan makalelerin isimleri:

1. Bahar M. K., Soylu A. 2018. “Two-electron pseudodot system with laser effect in plasmas”, IEEE Transaction on Plasma Science, inceleme aşamasında.

2. Bahar M. K., Soylu A. 2018. “Velocity-dependent potential effects on two-electron quantum dot in plasmas”, hazırlanma aşamasında.

Sunuma dönüştürülen çalışmaların isimleri:

1. Bahar, M. K., Soylu A. ”Two-electron quantum dots immersed in plasmas under influence of the external electric and magnetic fields “, Ejons Journal 5. Uluslararası Matematik, Mühendislik ve Fen ve Sağlık Bilimleri Kongresi”, Gaziantep, 22-25 Kasım 2018, özet kitabında basıldı.

Tüm yapılanlar birleştirildiğinde proje öneri formunda hedeflenen amaçlara ulaşıldığı söylenebilir ve bununda ötesinde gelecekte yapmayı planladığımız çalışmalar aşağıda kısaca verilmiştir.

Gelecek Planı ve Öneriler:

117R001 nolu projemizin sonuçlarının kuantum noktası tasarımı, modifiyesi ve işlevi üzerine çalışan bilim insanları için çok önemli olduğunu düşünmekteyiz. Çünkü, bu projede kuantum noktalarının bahsedilen özellikleri üzerine önemli etkenlerden bahsedilmiş ve bu etkenlerin bütün detayları alternatifleri ile birlikte araştırılmıştır. Proje sonuçlarının elektronik, optik ve optoelektronik araştırmalar için çok önemli ve temel çalışmalar olabileceğini düşünmekteyiz. Çünkü, bu proje konusunun ve sonuçlarının yarıiletken kuantum noktası incelemelerinden tek farkı elektronun etkin kütle kavramı ve plazma potansiyelinin modifiyesidir. Projede hesap yapmak için yazılım geliştirilmesi esnasında farklı platformlarda yan yazılımlarda geliştirilmiştir. Bu nedenle projenin sonuçlarına dahil edemediğimiz farklı kazanımlarımızda gerçekleşmiştir. Proje sonuçlarına göre plazma perdelemesinin, dış alanların ve hız-bağımlı potansiyellerin incelediğimiz kuantum noktalarına nasıl etkidiğini detaylı olarak bildiğimiz için aynı veya farklı kuantum noktalarının elektronik, optik ve optoelektronik özelliklerinin teorik olarak nasıl inceleneceği ve ne tür sonuçlar elde edilebileceği hakkında kuvvetli öngörülerimiz bulunmaktadır. Proje boyunca karşılaştığımız sorunlar ve çözümleri esnasında edindiğimiz kazanımlar ve geliştirdiğimiz yan yazılımlar ilerleyen dönem içerisinde hazırlanabilecek başka projeler için çok elverişli bir zemin hazırlamıştır. Bu kazanımlarımız dahilinde yarıiletken ortamında oluşturulacak kuantum noktalarının elektronik, optik ve optoelektronik özelliklerinin araştırılması üzerine çalışmalar yapmayı planlıyoruz. Bu projeden elde ettiğimiz kazanımlar dahilinde yarıiletken ortamında oluşturulacak kuantum noktalarının elektronik, optik ve optoelektronik özelliklerini konu alan, ve tamamlandığında özellikle sensör ve güdüm teknolojilerinde yansımaları olacak yeni bir proje önerisini kısa zamanda TÜBİTAK'a sunmayı planlamaktayız. Daha sonrasında ise grafen kuantum noktaları üzerine araştırmalar yapmak planımız bulunmaktadır. Bu bağlamda Dirac denkleminin çözümleri üzerine yeni yazılımlar geliştirmekte gelecekte en önemli planlarımız arasındadır.

KAYNAKLAR

Alhaidari, A. D. 2004.”Solution of the relativistic Dirac-Hulthen problem” J. Phys. A: Math. Gen., 37, 5805-5813.

Bahar, M. K. 2014. “Plasma screening effects on the energies of hydrogen atom under the influence of velocity-dependent potential ”, Physics of Plasmas, 21, 072706-072716.

Bahar, M. K., Soylu, A. 2014. “The hydrogen atom in plasmas with an external electric field ”, Physics of Plasmas, 21, 092703-092712.

Bahar, M. K. 2015. “Effects of laser radiation field on energies of hydrogen atom in plasmas”, Physics of Plasmas, 22, 092709-092720.

Bahar, M. K., Soylu, A. 2015. “Confinement effects of magnetic field on two-dimensional hydrogen atom in plasmas ”, Physics of Plasmas, 22, 052701-052712.

Bahar, M. K., Soylu, A., Poszwa, A. 2016. “The Hulthen potential model for hydrogen atom in Debye plasma ”, IEEE Transaction on Plasma Science, 44, 2297-2306.

Bahar M. K., Soylu A. 2018. ”Two-electron quantum dot in plasmas under the external fields” Physics of Plasmas 25, 022106-022118.

Bahar M. K., Soylu A. 2018. ”Confinement control mechanism for two-electron Hulthen quantum dots in plasmas” Journal of Physics B:Atomic, Molecular and Optical Physics, 51, 105701-105715.

Bahar M. K., Soylu A. 2018. ”Laser-driven two-electron quantum dot in plasmas” Physics of Plasmas, 25, 062113-062125.

Bandruk, A. D. 2012. Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses (1. Basım), New York:Springer Science&Business Media.

Barranca, M., Pi, M., Gatica, S. M., Herrandez, E. S., Navarro, J. 1997. “Structure and energetics of mixed 4He-3He drops ”, Physical Review B, 56, 8997-9003.

Basu, J., Ray, D. 2011. “Dynamic polarizability of an atomic ion within a dense plasma”, Physical Review E, 83, 016407-016413.

Bayrak, O., Soylu, A., Boztosun, I. 2011., “ Effect of the velocity-dependent potentials on the bound state energy eigenvalues ”, Chinese Physics Letters, 28, 40304-40307.

Bernstein, I. B. 1958. “Waves in plasma in a magnetic field ”, Physical Review, 109, 10-21.

Bhattacharya, A., Kamali, M. Z. M., Ghoshal, A., Ratnevalu, K. 2013. “Positron scattering from hydrogen atom embedded in dense quantum plasma”, Physics of Plasmas, 20, 083514-083524.

Bonitz, M., Semkat,D., Filinov, A., Golubnychyi, V., Kremp, D., Gericke, D. O., Murillo, M. S., Filinov, V., Fortov, V., Hoyer, W., Koch, S. W. 2003. “Theory and simulation of strong correlations in quantum Coulomb systems”, Journal of Physics A:Mathematics and General, 36, 5921-5930.

Brandenburg, R., Schweinzer, J., Fiedler, S., Aumayr, F., Winter, H. P. 1999. “Modelling of fast neutral Li beams for fusion edge plasma diagnostics ”,Plasma Physics Controlled Fusion, 41, 471-484.

Brandi, H. S., Koiller, B., Barros de Lins, H. G. P., Miranda, M. C. L., Castro, J. J. 1978. “Theory of electron-hydrogen-atom collisions in the presence of a laser field”, Physical Review A, 17, 1900-1919.

Bruce, N. A., Maksym, P. A. 2000. “Quantum states of interacting electrons in a real quantum dot ”, Physical Review B, 61, 4718-4726.

Chakraborty, S., Ho, Y. K., 2008. “Determination of resonance parameters for the *e*+-H system in Debye plasma environments using the complex coordinate-rotation method”, Physical Review A, 77,014502-014506.

Chang, T. N., Fang, T. K., Ho, Y. K. 2013. “One- and two-photon ionization of hydrogen atom embedded in Debye plasmas”, Physics of Plasmas, 20, 092110-092115.

Choi, C. K., Henneberger, W. C., Sanders, F. C. 1974. “Intensity-dependent ionization potentials for H and He in intense laser beams”, Physical Review A, 9, 1895-1897.

Ciappina, M. F., Perez-Hernndez, J. A., Shaaran, T., Roso, L., Lewenstein, M. W. 2013. “Electron-momentum distributions and photoelectron spectra of atoms driven by an intense spatially inhomogeneous field”, Physical Review A, 87, 063833-063844.

Ciftci, H., Hall, R. L., Saad, N. 2003. “Asymptotic iteration method for eigenvalue problems ”, Journal of Physics A: Mathematical and General, 36, 11807-11816.

Ciftci, H., Hall, R. L., Saad, N. 2005. “Construction of exact solutions to eigenvalue problems by the asymptotic iteration method ”,Journal of Physics A: Mathematical and General, 38, 1147-1155.

Das, M. 2012. “Transition energies and polarizabilities of hydrogen like ions in plasma”, Physics of Plasmas, 19, 092707-092717.

Davies, J. H. 1999. The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An introduction. Cambridge University Press.

Dineykhan, M., Nazmitdinov, R. G. 1997. “Two-electron quantum dot in a magnetic field: Analytical results ”, Physical Review B, 55, 13707-13714.

Donnan, P. H., Niffenegger, K., Topçu, T., Robicheaux, F. 2011. “Calculation of state selective field ionization of hydrogen atoms in a strong magnetic field ”, Journal of Physics B: Atomic , Molecular and Optical Physics, 144, 184003-184011.

Dutt, R., Mukherji, U., Varshni, Y. P. 1985. “Shifted 1/N expansion for the energy levels of laser-dressed Coulomb potential of the hydrogen atom ”, Journal of Physics B:Atomic, Molecular and Optical Physics, 18, 3311-3318.

Eed, H. 2014. “A variation iteration method for isotropic velocity-dependent potentials: Scattering case ”, European Physical Journal A, 50, 185-192.

Ehlotzky, F. 1985. “Scattering phenomena in strong radiation fields II ”, Canadian Journal of Physics, 63, 907-932.

Ehlotzky, F. 1988. “Positronium decay in intense high frequency laser fields ”, Physics Letters A, 126, 524-527.

Ellenberger, C., Ihn, T., Yannouleas, C., Landman, U., Ensslin, K., Driscall, D., Gassard, A. C. 2006. “Excitation spectrum of two correlated electrons in a lateral quantum tot with negligible Zeeman splitting”, Physical Review Letters, 96, 126806-126900.

Falaye, B. J., Sun, G. H., Liman, M. S., Oyewumi, K. J., Dong, S. H. 2016. “Hydrogen atom in a laser-plasma ”, Laser Physics Letters, 13, 116003-116011.

Flyer, N., Fornberg, B., Thomas, S., Low, B. C. 2005. “Magnetic Field Confinement in the Solar Corona. II. Field-Plasma Interaction ”, Astrophysics Journal, 631, 1239-1259.

Garcia-Castelau, R. M. G., Choe, W. S., Lee, Y. C. 1998. “Correlation energies for two interacting electrons in a harmonic quantum dot ”, Physical Review B, 57, 9792-9806.

Geller, M. R., Khan, W. 1993. “Quantum mechanics of electrons in crystals with graded composition ”, Physical Review Letter, 70, 3103-3106.

Ghoshal, A., Kamali, M. Z. M., Ratnevalu, K. 2013. “Positron scattering from hydrogen atom embedded in weakly coupled plasma”, Physics of Plasmas, 20, 013506-013517.

Gönül, B., Bakır, E., Köksal, K. 2008. “Two electrons in a quantum Dot: A unified approach”, International Journal of Theoretical Physics, 47, 3091-3100.

Green, A. E. S., Darewych, G., Berezdivin, R. 1967. “Morse function and velocity-dependent nuclear potentials”, Physical Review, 157, 929-932.

Green, A. E. S., Rio, D. E., Ueda, T. 1981. “Analytic velocity-dependent potential for bound and scattering states of electrons and atoms”, Physical Review A, 24, 3010-3018.

Gu, X. Y. 2006. “Energy for two-electron quantum qots: The quantization rule approach ”, Foundations of Physics, 36, 1884-1992.

Gutierrez, F. A., Diaz-Valdes, J. 1994. “Effects of non-spherical screening for inelastic electron-ion scattering”, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 27, 593-600.

Hansen, W., Smith, T. P., Lee, K. L., Brum, J. A., Knoedler, C. M., Hong, J. M., Kern, D. P. 1989. “Zeeman bifurcation of quantum-dot spectra ”, Physical Review Letters, 62, 2168-2171.

Harrison, P. 2005. Quantum Wells, Wires, Dots (2. Basım). England:Wiley

Harting, J., Mülken, O. Barrmann, P. 2000. “Interplay between shell effects and electron correlations in quantum dots ”, Physical Review B, 62, 10207-10211.

Henneberger, W. C. 1968. “Perturbation method for atoms in intense light beams”, Physical Review Letters, 21, 838-841.

Hong, W., Jung, Y. D. 1996. “Plasma screening effects on direct 1s->2p electron-ion collisional excitation rates in dense plasmas”, Physics of Plasmas, 3, 2547-2460.

Jaghoub, M. I. 2001. “s-wave bound and scattering state wave functions for a velocity-dependent Kisslinger potential ”, European Physical Journal A, 11, 175-183.

Jaghoub, M. I. 2002. “Bound and scattering wave functions for a velocity-dependent Kisslinger potential for **l>0** ”, European Physical Journal A, 13, 349-354.

Jaghoub, M. I. 2002. “Perturbation theory for velocity-dependent potentials ”, European Physical Journal A, 15, 443-448.

Jaghoub, M. I. 2006. “Effect of ordering ambiguity in constructing the Schrödinger equation on perturbation theory ”, European Physical Journal A, 28, 253-257.

Jaghoub, M. I. 2006. “Perturbation theory for isotropic velocity-dependent potentials: Bound-states case ”, European Physical Journal A, 27, 99-103.

Jaghoub, M. I. 2006. “Perturbation theory for isotropic velocity-dependent potentials: Scattering case ”, Physical Review A, 74, 032702-032709.

Jiang, Z., Kar, S., Ho, Y. K. 2011. “Polarizabilities of two-electron positive ions with screened Coulomb potentials ”, Physical Review A, 84, 012504-012510.

Jiang, Z., Zhang, Y. Z., Kar, S. 2013. “Resonances in positron-hydrogen scattering in dense quantum plasmas”, Physics of Plasmas, 22, 052105-052110.

Joachain, C. J., Kylstra, N. J., Potveliege, K. M. 2012. Atoms in Iintense Laser Fields (1. Basım), Cambridge:Cambridge University Press.

Kadomstev, B. B., Pogutse, O. P. 1968. “Electric conductivity of a plasma in a strong magnetic field ”, Soviet Physics JETP, 26, 1146-1150.

Kar, S. 2012. “Dynamic dipole polarizability of the helium atom with Debye-Hückel potentials ”, Physical Review A, 86, 062516-062522.

Kar, S., Ho, Y. K. 2004. “Autoionizing 1*Se* resonance of H− in Debye plasma environments”, Physical Review E, 70, 066411-066416.

Kar, S., Ho, Y. K., 2005. “Doubly-excited 2s2 1Se resonance state of helium embedded in Debye plasmas ”, Chemical Physics Letters, 402,544-548.

Kar, S., Ho, Y. K., 2005. “Ground state and resonance state of Ps− in plasmas with various Debye lengths ”, Physical Review A, 71, 052503-052509.

Kar, S., Li, H. W., Jiang, P. 2013. “Dynamic dipole polarizabilities of H^- and Ps^- in weakly coupled plasmas”, Physics of Plasmas, 20, 083302-083307.

Kar, S., Wang, Y., Jiang, Z., Li, S., Ratnevalu, K. 2014. “Doubly-excited 1,3De resonance states of two-electron positive ions Li-+ and Be-2+ in Debye plasmas”, Physics of Plasmas, 21, 012105-012112.

Keldysh, L. V. 1965. “Diagram technique for nonequilibrium processes”, Soviet Physics JETP, 20, 1018-1026.

Kisslinger, L. S. 1955. “Scattering of mesons by light nuclei ”, Physical Review, 98, 761-765.

Kramers, H. A. 1956. Collected Scientific Paper (1. Basım), Amsterdam: North-Holland Publishing.

Kortshagen, U. 2009. "Nonthermal plasma synthesis of semiconductor nanocrystals". Journal of Physics D: Applied Physics, 42, 113001-113023.

Koskinen, M., Manninen, M. Reiman, S. M. 1997. “Hund's rules and spin density waves in quantum dots ”, Physical Review Letters, 79, 1389-1392.

Kumar, A. Laux, S. E., Stern, F. 1990. “Electron states in a GaAs quantum dot in a magnetic field ”, Physical Review B, 42, 5166-5175.

Kunkel, W. B. 1996. Plasma Physics in Theory and Application (1.Basım), New York: McGraw-Hill.

Laughlin, R. B. 1983. “Quantized motion of three two-dimensional electrons in a strong magnetic field ”, Physical Review B, 27, 3383-3389.

Lima F. M., Amato, M. A., Olavo, L. S. F., Nunes, O. A., Fanseca, A. L., da Silva, E. F. 2007. “Intense laser field effects on the binding energy of impurities in semiconductors”, Physical Review B, 75, 073201-073205.

Lima, C. A. S., Miranda, L. C. M. 1981. “Atoms in superintense laser fields ”, Physical Review A, 23, 3335-3337.

Lima F. M., Nunes, O. A., Amato, M. A., Fanseca, A. L., da Silva, E. F. 2008. “Dichotomy of the exciton wave function in semiconductors under intense laser fields”, Journal of Applied Physics, 103, 113112-113123.

Lin, C. Y., Ho, Y. K. 2010. “Influence of Debye plasmas on photoionization of Li-like ions: Emergence of Cooper minima”, Physical Review A, 81, 033405-033414.

Lin, C. Y., Ho, Y. K. 2010. “The photoionization of excited hydrogen atom in plasmas”,Computer Physics Communications , 182, 125-129.

Lin, C. Y., Ho, Y. K. 2010. “Quadrupole photoionization of hydrogen atoms in Debye plasmas”, Physics of Plasmas, 17, 093302-093309.

Lin, C. Y., Ho, Y. K. 2010. “Effects of screened Coulomb (Yukawa) and exponential-cosine-screened Coulomb potentials on photoionization of H and He^+ ”, European Physical Journal D, 57, 21-26.

Lu, L., Xie, W., Hassanabadi, H. 2011. “Laser field effect on the nonlinear optical properties of donor impurities in quantum dots with Gaussian potential” Physica B, 406, 4129-4134.

Lumb, S. Lumb, S., Prasad, V. 2014. “Laser-induced excitation and ionization of a confined hydrogen atom in an exponential-cosine-screened Coulomb potential”, Physical Review A, 90, 032505-032514.

Ma, J., Cheng, Y., Wang, Y. C., Zhou, Y. 2012. “Positronium formation in positron-hydrogen collisions with Debye potentials ”, Physics of Plasmas, 19, 063303-063309.

Masumoto, Y., Takagahara, T., 2002. Semiconductor Quantum Dot. Heidelberg, New York:Springer.

Matulis, A. Peeters, F. M. 2001. “Wigner crystallization in the two electron quantum dot ”, Solid State Communications, 117,655-660.

McKinney, B. A., Watson, D. K. 2000. “Semiclassical perturbation theory for two electrons in a *D*-dimensional quantum dot ”, Physical Review B, 61, 4958-4962.

Mizimato, Y., Kayanuma, Y., Srivastava A., Kono, J., Chin, A. H. 2006. “Dressed-band theory for semiconductors in a high-intensity infrared laser field”, Physical Review B, 74, 045216-045227.

Muller, H. M., Koonin, S. E. 1996. “Phase transitions in quantum dots ”, Physical Review B, 54, 14532-14539.

Murakami, M., Chu, S. I. 2016. “Photoelectron momentum distributions of the hydrogen atom driven by multicycle elliptically polarized laser pulses”, Physical Review A, 93, 023425-023434.

Murillo, M. S., Weisheit J. C. 1998 “Dense plasmas, screened interactions, and atomic ionization”, Physics Reports, 302, 1-65.

Nakai, S., Mima, K. 2004. “Laser driven inertial fusion energy: present and prospective”, Reports on Progress in Physics, 67, 321-349.

Nayek, S., Ghoshal, A. 2012. “Dynamics of positronium formation in positron-hydrogen collisions embedded in weakly coupled plasmas”, Physics of Plasmas, 19, 113501-113513.

Nguyen, N. T. T., Decters, F. M. 2011. “Influence of electron-electron interaction on the cyclotron resonance spectrum of magnetic quantum dots containing few electrons ”, Physical Review B, 83, 075419-075425.

Ning, Y., Yun Z. C., Ho, Y. K. 2015. “An investigation of resonances in e^+-H scattering embedded in Debye plasma”, Physics of Plasmas, 22, 013302-013307.

Pandey, M. K., Lin, C. Y., Ho, Y. K. 2015. “An investigation of antiprotons collisions with positronium atom in Debye plasma environments ”, Physics of Plasmas, 22, 052104-052111.

Paul, S., Ho, Y. K. 2010. “Combined effect of Debye plasma environment and external electric field on hydrogen atom ”, Physics of Plasmas, 17, 082704-082709.

Pederiva, F., Umrigar, C. J., Lipparini, E. 2000. “Diffusion Monte Carlo study of circular quantum dots ”, Physical Review B, 62, 8120-8125.

Peeters, F. M., Schweigert, V. A. 1996. “Two-electron quantum disks ”, Physical Review B, 539, 1468-1474.

Pi, X. D., Kortshagen, U. 2009. "Nonthermal plasma synthesized freestanding silicon–germanium alloy nanocrystals". Nanotechnology. 20, 295602-295608.

Pino, R., Villalba, V. M. 2001. “Calculation of the energy spectrum of a two-electron spherical quantum dot ”, Journal of Physics: Condensed Matter, 13, 11651-11660.

Protesescu, L., Yakunin, S., Bodnarchuk, M. I., Krieg, F., Caputo, R., Hendon, C. H., Yang, R. X., Walsh, A., Kovalenko, M. V. 2015. ”Nanocrystals of Cesium Lead Halide Perovskites

($CsPbX_3$, X = Cl, Br, and I): Novel Optoelectronic Materials Showing Bright Emission with Wide Color Gamut", Nano Letters, 15, 3692-3696.

Qi, Y. Y., Ning, L. N. 2014. "Dynamic processes and polarizability of sodium atom in Debye plasmas", 21, 033301-033309.

Qi, Y. Y., Wang, J. G., Janev, R. K. 2008. "Bound-bound transitions in hydrogenlike ions in Debye plasmas", Physical Review A, 78, 062511-062522.

Qi, Y. Y., Wang, J. G., Janev, R. K., 2009. "Dynamics of photoionization of hydrogenlike ions in Debye plasmas", Physical Review A, 80, 063404-063419.

Qi, Y. Y., Wu, Y., Wang, J. G., Qu, Y. Z. 2009. "The generalized oscillator strengths of hydrogenlike ions in Debye plasmas", Physics of Plasmas, 16, 023502-023511.

Razavy, M., Field, G., Levinger, J. S. 1962. "Analytical solutions for velocity-dependent nuclear potentials ", Physical Review, 125, 269-272.

Reed, M. A., Randall, J. N., Aggarwal, R. J., Matji, R. J., Moore, T. M., Wetsel, A. E. 1988. "Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure ", Physical Review Letters, 60, 535-537.

Reiss, H. R. 1981. "Properties of the momentum-translation approximation ",Physical Review A, 23, 3019-3033.

Rej, P., Ghoshal, A. 2016. "Excited-state positronium formation in positron–hydrogen collisions under weakly coupled plasmas", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 49,1-20.

Robinson, M. P., Laburthe Torla, B., Noel, W., M., Gallegher, T. F., Pillet, P. 2000. "Spontaneous Evolution of Rydberg Atoms into an Ultracold Plasma", Physical Review Letters, 85, 4466-4469.

Roth, J. R. 1995. Industrial Plasma Engineering (1. Basım), Bristol:IOP Publishing.

Saad, N., Ciftci, H., Hall, R. L.. 2005. "Criterion for polynomial solutions to a class of linear differential equations of second order ",Journal of Physics A: Mathematical and General, 39, 13445-13454.

Sadhukhan, M., Roy, A. K., Panigrahi, P. K., Deb, B. M. 2016. “Dynamics of Electronic Motion in Hydrogen Atom under Parallel Strong Oscillating Magnetic Field and Intense Laser Fields”, International Journal of Quantum Chemistry, 116, 377-387.

Saha, J. K., Bhattacharyya, S., Mukherjee, T. K., Mukherjee, P. K. 2009. “2p*n*p (1,3Pe) states of neutral He and Li+ ions under Debye plasma screening”, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 42, 245701-245711.

Saha, B., Mukherjee, P. K. 2002. “Effect of Debye plasma on the structural properties of compressed positronium atom ”, Physics Letters A, 302,105-109.

Saha, B., Mukherjee, P. K., Diercksen, G. H. F. 2002. “Energy levels and structural properties of compressed hydrogen atom under Debye screening ”, Astronomy&Astrphysics, 396, 337-344.

Sahoo, S., Ho, Y. K. 2006. “Photoionization of Li and Na in Debye plasma environments”, Physics of Plasmas, 13, 063301-063311.

Sahoo, S., Ho, Y. K. 2010. “Photoionization of the excited He atom in Debye plasmas”, Journal of Quantative Spectroscopy and Radiative Transfer, 111, 52-62.

Schiekse, L., McNeely, Franzen, P., Fantz, U., NNBI team, 2012. “Magnetic field dependance of the plasma properties in a negative hydrogen ion source for fusion ”, Plasma Physics Controlled Fusion, 54, 105002-105024.

Serraond, L. I., Lipparini, E. 1997. “Spin response of unpolarized quantum dots ”, Europhysics Letter, 40, 667-672.

Shukla, P. K., Eliasson, B. 2008. “Screening and wake potentials of a test charge in quantum plasmas ”, Physics Letters A, 372, 2897-2899.

Sikorski, C., Merkt, U. 1989. “Spectroscopy of electronic states in InSb quantum dots ”, Physical Review Letters, 62, 2164-2167.

Singha, A., Pellegrini, V., Pinczuk, Pfeiffer, L. N., West, K. W., Rontani, M. 2010. “Correlated electrons in optically tunable quantum dots: Building an electron dimer molecule ”, Physical Review Letters, 104, 246802-246806.

Soylu, A. 2012. “The influence of external fields on the energy of two interacting electrons in a quantum dot ”, Annals of Physics, 327, 3048-3062.

Soylu, A. 2012. “Plasma screening effects on the energies of hydrogen atom ”, Physics of Plasmas, 19, 072701-072709.

Soylu, A., Bayrak, O., Boztosun, I. 2012. “Effect of the velocity-dependent potentials on the energy eigenvalues of the Morse potential ”, Central European Journal of Physics, 10, 953-959.

Tonks, L., Langmuir, I. 1929. “Oscillations in ionized gases”, Physical Review, 33, 195-211.

Xie, W. F. 2003. “Two interacting electrons in a Gaussian confining potential quantum dot ”, Solid State Communications, 127, 401-405.

Yannouleas, C. Landman, U. 2007. “Symmetry breaking and quantum correlations in finite systems: studies of quantum dots and ultracold Bose gases and related nuclear and chemical methods ”, Report on Progress in Physics, 70, 2067-2148.

Yu, A. C. H., Ho, Y. K. 2005. “Stark shifts and widths of a hydrogen atom in Debye plasmas”, Physics of Plasmas,12, 043302-043311.

Zhu, J. L., Yu, J. Z., Li, Z. Q., Kawazoe, Y. 1996. “Exact solutions of two electrons in a quantum dot ”,Journal of Physics: Condensed Matter, 8, 7857-7862.

Zhao, L. B., Ho, Y. K. 2004. “Influence of plasma environments on photoionization of atoms”, Physics of Plasmas, 11, 1695-1700.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Dr. Öğr. Üyesi MUSTAFA KEMAL BAHAR
Proje No:	117R001
Proje Başlığı:	İki Elektronlu Kuantum Noktalarının Enerjilerine Plazma Ortamının, Elektrik, Manyetik, Lazer Alanlarının ve Hız-Bağımlı Potansiyelin Etkilerinin İncelenmesi
Proje Türü:	3001 - Başlangıç AR-GE
Proje Süresi:	18
Araştırmacılar:	ASIM SOYLU
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	KARAMANOĞLU MEHMETBEY Ü. MÜHENDİSLİK F. ENERJİ SİSTEMLERİ MÜHENDİSLİĞİ B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	15/06/2017 - 15/12/2018
Onaylanan Bütçe:	25500.0
Harcanan Bütçe:	1496.5
Öz:	Kuantum noktaları, kuantum mekaniksel olarak eelktron ya da elektronları hapseden sistemlerdir. Değiştirilebilen sayıda elektron içerir ve enerji seviyeleri kesiklidir. Bu nedenle kuantum noktasındaki elektronlar bir merkezi yere doğru çekime uğrar. İyonlaşmış gaz anlamına gelen plazma ise maddenin dördüncü halidir. Plazmalar maddenin sürekli olarak ısıtılmasıyla iyonlaşmaların başlaması neticesinde oluşur. Plazmaların bütün olarak nötral olmasına rağmen plazmayı oluşturan parçacıkların yüklü olması ve bu yüklü parçacıklar arasında Coulombik etkileşimlerin gerçekleşmesi plazma ortamındaki kuantum mekaniksel sistemlerin oldukça farklı özellikler sergilemesine neden olur. Ayrıca plazma ortamının atom ya da moleküllerin radyasyon yayınlamak üzere uyarılması için en elverişli ortam olması, kuantum noktaların deneysel olarak sentezlenmesinde plazma ortamının kullanılması ve dış alanların kuantum noktası için önemli kuşatma etkileri oluşturması bu projenin ana motivasyonudur. Kuantum noktalarına görülebilir bütün frekanslarda ışıma yaptırabilmek onların kuşatılması ile doğrudan ilgilidir. Elektrik, manyetik, lazer gibi dış alanların ve hız-bağımlı potansiyel ile modellenen etkenlerin kuşatma etkisi bu sebepten ötürü önemli hale gelmiştir. Çünkü bu dış alan etkileri kuantum noktalarına, kuantum sınırlaması nedeniyle, görülebilir bütün frekanslarda ışıma yaptırabilmek için kontrol edilebilir bir mekanizma sağlar. Bu bağlamda, bu projede plazma ortamının ve dış alanların kuantum noktalarının enerjileri üzerine etkisi teorik olarak incelenmiş ve ilgili bütün parametrelerin etkisi ve birbirleriyle ilişkileri ortaya konulmuştur. Bu proje kapsamında, plazma ortamındaki etkileşmeleri modelleyebilmek için MGECSC (more general exponential cosine screened Coulomb) (daha genel üstel kosinüslü perdelenmiş Coulomb) potansiyeli kullanarak elektronların farklı kuantum noktalarında (parabolik, Hulthen, pseudodot, Cornell) kuşatıldıkları göz önüne almıştır. MGECSC potansiyelinin, kuantum noktası kuşatma potansiyelinin ve elektrik, manyetik, lazer ve hız-bağımlı potansiyelin dalga denklemine getirdiği matematiksel katkılar nedeniyle denklemin nümerik çözümleri yapılmıştır. Yöntem olarak asimptotik iterasyon metodu (AİM) kullanılmıştır. Ekibimiz 1 proje yürütücüsü ve 1 araştırmacıdan oluşmaktadır. TÜBİTAK destekli projemiz başarılı bir şekilde 18 ay içerisinde tamamlanmıştır.
Anahtar Kelimeler:	Plazmalar, kuantum noktası, elektrik alan, manyetik alan, lazer alanı, hız-bağımlı potansiyel.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projeden Yapılan Yayınlar:	1- Confinement control mechanism for two-electron Hulthen quantum dots in plasmas (Makale - İndeksli Makale), 2- Two-electrons quantum dot in plasmas under the external fields (Makale - İndeksli Makale), 3- Laser-driven two-electron quantum dot in plasmas (Makale - İndeksli Makale), 4- TWO-ELECTRON QUANTUM DOTS IMMERSED IN PLASMAS UNDER INFLUENCE OF THE EXTERNAL ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Sözlü Sunum),

TÜBİTAK