

T.C
DİCLE UNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü

SÜPER YOĞUN LAZER ALANI İLE ETKİLEŞEN ATOMİK SİSTEMLERDE
MULTİFOTON SÜREÇLERİNE DİPOL OLMAYAN VE GÖRELİ
OLMAYAN ETKİLER

Dilan Alp

YÜKSEK LİSANS TEZİ

(FİZİK ANABİLİM DALI)

DİYARBAKIR

TEMMUZ-2006

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	5
AMAÇ.....	6
ÖZET	7
SUMMARY.....	8
1. GİRİŞ.....	9
2. BİR ELEKTRONLU ATOMLARIN ELEKTROMANYETİK ALAN İLE ETKİLEŞMESİ.....	12
2.1. MAXWELL DENKLEMLERİ VE ELEKTROMANYETİK TEORİDE AYAR DÖNÜŞÜMLERİ.....	12
2.1.1 KUANTUM MEKANİĞİNDE AYAR DÖNÜŞÜMLERİ.....	15
2.1.2 SEÇİM KURALLARI.....	17
2.1.2.1 ELEKTRİK DİPOL SEÇİM KURALLARI.....	17
2.1.2.2 MANYETİK DİPOL SEÇİM KURALLARI	20
2.1.2.3 MULTİPOL RADYASYON.....	20
3. GÜÇLÜ LAZER ALANINDA MULTİFOTON SÜREÇLER.....	24
3.1 GÜÇLÜ ALANDA İYONLAŞMA SÜREÇLERİ VE İYONLAŞMA BÖLGELERİ.....	28
3.1.1 TEK ATOM İYONLAŞMASI.....	28
3.1.2 MULTİFOTON İYONLAŞMASI.....	30
3.1.3 SEVİYE ÜZERİNDE İYONLAŞMA.....	30
3.2 KLASİK VE KUANTUM MEKANİK MODEL İÇİN HARMONİK ÜRETİM	34
3.2.1 KLASİK MEKANİKSEL MODEL.....	34
3.2.1.1 ÜÇ BASAMAK MODEL.....	38
3.2.1.1.1 İYONLAŞMA-1.BASAMAK.....	38
3.2.1.1.2 YAYILMA-2.BASAMAK.....	39
3.2.1.1.3 TEKRAR BİRLEŞME-3.BASAMAK.....	39
3.2.2 KUANTUM MEKANİKSEL MODEL.....	42
3.3 GÜÇLÜ ALANDA HESAPLAMA TEKNİKLERİ.....	43
3.3.1 FLOQUET TEKNİĞİ.....	43
3.3.2 ZAMANA BAĞLI SCHRÖDİNGER DALGA DENKLEMİNİN DOĞRUDAN İNTEGRASYONU.....	44
3.3.3 VOLKOV DURUMU.....	44

3.3.4	GÜÇLÜ ALAN YAKLAŞIMI.....	45
4.	YÜKSEK MERTEBEDEN HARMONİK ÜRETİMİN KURAMSAL AÇIKLAMASI.....	47
4.1	MİKROSKOPİK TANIMLAMA.....	47
4.1.1	DİPOL OLMAYAN VE GÖRELİ OLMAYAN ETKİLER.....	48
4.1.2	GÜÇLÜ ALAN YAKLAŞIMINDA ZAMANA BAĞLI DİPOL MOMENT.....	52
4.1.2.1	SADDLE POINT METOD.....	56
4.1.2.2	UZUNLUK AYAR DÖNÜŞÜMÜNDE SADDLE POINT METOD.....	59
4.1.3	FOTON SALINIMINDA DİPOL OLMAYAN ETKİLER.....	62
4.2	ATTOSANİYE FİZİĞİ.....	65
4.2.1	ATTOSANİYE ATIM ÜRETİMİ.....	66
4.2.2	ATTOSANİYE ATIM TRENLERİ VE TEK ATTOSANİYE ATIMLARIN ELDE EDİLMESİ	66
	SONUÇ.....	67
	KAYNAKLAR.....	69
	ŞEKİL LİSTESİ.....	74
	ÖZGEÇMİŞ.....	76

TEŐEKKÖR

Bilgi ve deneyimleriyle bu çalışmanın oluőmasında katkıda bulunan danıőmanım Yrd. Doç. Dr. Emine MEŞE' ye, çalıőmalarım boyunca yardım ve ilgilerini gÖrdüğüm aileme ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu alıőma COST P14 erevesinde TÜBİTAK/TBAG tarafından öğrenci bursu ile ve D.Ü.A.P.K tarafından DÜAPK-05-FF-54 nolu projeyle desteklenmiőtir. Desteklerinden dolayı TÜBİTAK/TBAG'a ve DÜAPK'ya teőekkürler.

AMAÇ

Bu çalışmanın amacı, güçlü lazer alanı ile bir elektronlu atomik sistemlerin etkileşmesi sonucunda dipol olmayan ve görelî olmayan etkilerin güçlü alan yaklaşıklığı altında kuantum mekaniksel model ile tanımlamaktır. Bu yaklaşım altında yüksek mertebeden harmonik üretimi tamamen anlayabilmek için zamana bağılı Schrödinger dalga denkleminin analitik çözümlerini uzunluk ayar dönüşümü yardımıyla elde etmek ve bu sonuçlar açısından güçlü lazer alanını temsil eden dipol moment matris elemanları yardımıyla yüksek mertebeden harmonik spektrumuna farklı bir bakış açısı getirmektir.

Bu çalışma ile yüksek mertebeden harmonik üretim sonucunda elde edilen attosaniye (10^{-18} saniye) atımlarının atomik fizik dalında ve birçok bilim dalındaki gelişmelerine yer verilecektir.

Tezde, yüksek mertebeden harmonik üretim için ele alınan güçlü alan yaklaşıklığı ile birlikte hesaplama teknikleri basit bir biçimde incelenmeye çalışılarak bu çalışma üzerine temellenecek üst düzey özgün araştırma ve çalışmalara sağlam bir alt yapı sağlanacaktır.

ÖZET

Bu çalışmada, yüksek mertebeden harmonik üretimi, güçlü alan multifoton süreçleri yardımıyla tamamen yarı klasik ve analitik çözümlenmeleri tanımlanmıştır.

Güçlü lazer alanı varlığındaki hesaplamalarımızda, görelî olmayan Schrödinger dalga denklemleri ve dipol yaklaşıklığının bozulduğu multifoton süreçlerinin basit tanımları irdelenmiştir. Manyetik alan bileşenin $1/c$ mertebesinde olduğu için dipol olmayan etkilerin yüksek mertebeden harmonik üretime etkileri tartışılmıştır. Bunun ardından güçlü alan yaklaşıklığının tanımı ile tek elektronlu atomik sistemler için yüksek mertebeden harmonik üretimin yarı klasik model ve tamamen kuantum mekaniksel nitelikleri ele alınmıştır. Güçlü alanda geleneksel olarak saddle point yaklaşımı gösterilerek, uzunluk ayar dönüşümünde harmonik spektrum için tahminlerimizi analiz ettik.

Sonuç olarak, yüksek harmonik üretim için kaynak olan attosaniye atımlar dikkate alınmıştır. Bu kısa atımlar (10^{-18} saniye), elektronların dinamiği için bir araştırma konusu olmuştur. Tezde, yüksek mertebeden harmonik üretim tarafından üretilen attosaniye atımlarının iki kısmından bahsedilmiştir: Geniş düzlükler ve tek sayıda harmonikler kullanılarak attosaniye atım trenleri elde edilir. Bir diğeri ise tek attosaniye atımlarının nasıl üretildiği konusudur.

Bu çalışmada, atomik fizik teknikleriyle incelenmeye başlanan yüksek mertebeden harmonik üretim, oldukça heyecan verici sonuçlar elde edilen geniş bir uygulama alanına ışık tutmuştur.

SUMMARY

In this study, we describe analytic and quantum theory of high order harmonic generation by a multiphoton strong-field process.

All the calculation strong laser field currently available, simple description of multiphoton process based on non-relativistic Schrödinger equation and dipol approximation can breakdown. We discusses how non-dipole effects of order $1/c$ due to magnetic field componenet of laser pulse, influence harmonic generation. Than, the generation of high order harmonic in single atoms within framework of strong field approximation in semi-classical and quantum mechanics model. We showed that the conventional saddle-point approximation in a strong laser field and we have analyzed the prediction for harmonic generation spectra in length gauge.

Finally, we have considered the high harmonics as a source of attosecond pulses. Such short pulses (10^{-18} seconds) could probe for dynamics of electrons in atoms. There are two frontiers on the attosecond pulse synthesis from high harmonics. On utilize the broad plateau spectrum and combine a number of harmonics to from an attosecond puls train. The other focuses on how the synthesise single attosecond pulses.

By this study, has offered a solution of high harmonic generation, large application and search area that uses new invented atomic-physics techniques.

1. GİRİŞ

Işığın bir elektronlu atomik sistem üzerine düştüğünü düşünelim. Eğer gelen fotonun enerjisi yeterli ise bu foton bir atom tarafından soğurulur ve atom uyarılmış duruma yükselir. Uyarılmayı bir atomun daha alçak bir duruma (taban durum olması gerekmez) foton yayınlamak için iki farklı biçimde geçebileceğini 1917 de Einstein tarafından gösterilmiştir. Bunlardan birincisi, atomun kendiliğinden enerji yayınlamak için alçak enerji durumuna geçmesi, diğeri de uygun frekanslı bir elektromanyetik ışınla tetikleme yapılarak enerji yayınlamasının sağlanmasıyla atomun alçak duruma geçmesidir; ikinci süreç, yani tetiklemeyle geçiş sağlama, uyarılmayla yayınlama olarak bilinir. Bu, lazerin çalışmasının esasıdır, iki yoldan hangisiyle olursa olsun, atom tarafından yayılan fotonun enerjisi, atomun daha yüksek $|i\rangle$ ilk durumdaki enerji ile daha alçak $|f\rangle$ son durumdaki enerji farkına eşittir. Yani,

$$E_i - E_f = h\nu$$

dir. Gelen elektromanyetik dalga uyarılmış bir atomu uyarılmayla yayınlamayı tetikleyecekse, frekansının ν olması gerekir. Bu sürecin çok önemli bir yanı vardır. Yayınlanan fotonun, uyarma yapan ışınım ile fazı, kutuplanması ve ilerleme doğrultusu aynıdır. Bu nedenle yayınlanan fotonun gelen fotonla aynı ışınım kipinde olduğu ve gelen dalgaya katılarak akı yoğunluğunu artırma eğiliminde olduğu söylenir. Atomları çoğu normal olarak taban durumlarında olduklarından, kendiliğinden ışım yapmak için soğurma, uyarılmayla yayınlama yapmaktan çok daha olasıdır. Bu da ilginç bir soruyu akla getirir: Atomların çok büyük bir kısmını, alt durumları boş bırakarak daha yüksek uyarılmış durumlarına çıkarırsak ne olur? Buna, bilinen nedenlerden dolayı nüfus terslenmesi denir. Bu durumda aynı frekansla gelen foton, hepsi aynı fazlı olmak üzere uyarmalı fotonları bir çığ oluşturacak şekilde tetikleyebilir.

Lazer ışın demetlerinin doğasında bir lazerden diğere bir ölçüde değiştiren farklılıklar vardır. Bununla birlikte, tüm böyle ışınların, değişen derecelerde sergilediği ilgi uyandıran çeşitli özellikleri de vardır. Çoğu lazer ışın demetlerinin kolayca yönlendirildikleri veya başka bir söylemle çok iyi paralelleştirildikleri bilinen bir gerçektir. Gerçekten, lazer ışın demetinin yönelimliliği faz uyumluluğunun bir göstergesi olarak düşünülebilir. Lazer ışığı hemen hemen tekrenkli olup genellikle son derece dar frekans şeritlidir. Başka bir deyişle lazer ışığı zamansal faz uyumludur.

Lazer atımları ile atomik sistemlerin etkileşimi sonucunda elde edilen yöntemler [1,2,3,4,5,6] ile yüksek mertebeden harmonik üretim son yıllarda ilgi çeken araştırma konuları arasındadır.

Yüksek mertebeden harmonik üretim, ω_0 frekanslı güçlü lazer alanında atomların doğrusal olmayan tepkilerinin bir sonucudur. Atomik seviyelerde yüksek mertebeden harmonik üretimin yarı-klasik açıklaması Corkum [7], Kulander [8], Muller ve van den Heuvel [9] tarafından “Üç Basamak Modeli” olarak tanımlanmıştır. Bu model güçlü alan iyonlaşması ve harmonik fikirlerinin ilerlemesine neden olmuştur. Bu model ile iyonlaşan elektronlar sonucunda meydana gelen yüksek mertebeden harmonik üretim için en yüksek foton enerjisini doğru bir şekilde tahmin eder.

Şimdiye kadar yüksek mertebeden harmonik üretim için geliştirilen bir çok modelin [7,10,11,39,13,14] yanında tamamen kuantum mekaniksel ve analitik hesaplamaları, Lewenstein ve *çalışma arkadaşları* tarafından geliştirilmiştir. Yüksek harmonik üretimin kuantum mekaniksel tanımında dipol olmayan ve görelî olmayan etkiler araştırılmıştır. Dolayısıyla, güçlü alanda iyonlaşan atomlarda, ancak doğrusal olarak kutuplanmış alan tarafından hızlandırılan elektronlar yüksek frekanslı fotonlar salar. Bu modelde, Coulomb potansiyeli tarafından oluşturulan engel boyunca atom tünellenir. Eğer elektron, çekirdek yakınına T kinetik enerji ile dönerse, salınan fotonun enerjisi $(2n+1)\hbar\omega \leq T + I_p$ olur. Burada, n tamsayı, I_p ise iyonlaşma potansiyelidir ve T kinetik enerji değeri $T \cong 3.2U_p$ değeri harmonik spektrumun kesinti noktasının bir sonucudur. Üretilen bu spektrumun karakteristik özellikleri vardır: Düzlükler ve kesinti noktası gibi. Düzlüklerin sonundaki kesinti noktasında lazer şiddeti ani bir şekilde azalır ve kesinti noktasındaki harmonik atımlar, lazer alanı tarafından üretilen elektronun en yüksek enerji değerini tayin eder. Dolayısıyla atımların şekli ve frekansı, lazer alanının şiddetine bağlı olduğu gibi bu kesinti noktasının durumuna da bağlıdır. Harmonik üretim spektrumunda, bu düzlükler ve kesinti noktaları, bir çok güçlü alan olgusu için yapılan hesaplamalar kuantum ve klasik görüşü birleştirici bir model niteliği taşır.

Araştırmacılar, lazer ışınının sadece istenilen dalga boyunda üretmekle kalmamakta, lazer ışınlarının ultra kısa atımlara da dönüştürülmektedir.

Bu yolla çok büyük enerji çıkarılmaktadır. Hedefe ulaşabilmek için, kesintisiz lazer ışını üreten yakuttan başka bir malzeme kullanmak gerekiyor. Atımlı (pulsu) lazer ışınları, kromkolkuirit (Chrom-Colquirit) kristali, neodmiyum YAG (neodiyum içine yitrium alüminyum garnet yaqni YAG katkılanmıştır) yada bir Titan-Safir kristali içinde oluşuyor.

Bu malzemelerin inanılmaz bir özelliği var: İçlerinde bulunan küçücük boşluklarda ışık o kadar hızlı yansıyor ki bütün farklı frekanslar kısacık bir an için senkronize oluyorlar.

1960'lı yıllardan bu yana, ultra kısa atımlı lazerler hızlı bir gelişim göstermiştir. Günümüzde, atımlar iyice kısaldı ve yeni kuşak çok yönlü kompakt ultra kısa atımlı lazerler ortaya çıkmıştır. Oda büyüklüğünde, güvenli olmayan ve enerjiye doymak bilmeyen orijinalleriyle karşılaştırıldığı zaman, gerçek bir devrim!

Günümüzün atımlı lazerleri çok farklı kullanım amaçlarına hizmet etmekte ve bu süreç çok hassas işlemektedir. Işımlar, kısa dalgalı röntgen ışıklardan, uzun dalgalı kızılötesi ışıklara kadar elektromanyetik spektrumun bütün alanına dağılmış durumdadır. Üstelik, birkaç petawat'lık (milyarlarca megawat yada rakamlarla ifade edilirse 10^{15} wat) inanılmaz bir güce ulaşmaktadır.

Yüksek mertebeden harmonik spektrumunda elde edilen geniş düzlükler attosaniye atımların üretilmesinin nedenleri arasındadır. Bu atımlar, 800nm dalgaboyuna sahip ultra kısa zamanlı lazer atımlarına çevrilerek üretilir. Bu dönüşüm, doğrusal olmayan ve görelili olmayan sürecin bir ürünüdür. İlk olarak, 1980'lerin sonlarına doğru yüksek harmonik üretim tarafından gerçekleştirilen kuramsal ve deneysel çalışmalarda $q\omega$ frekansına sahip atımlar üretilmiştir ve burada q tek sayı olmak üzere $\omega, 3\omega, 5\omega$ şeklindedir. Kısaca bu model, atom ve lazer ışığının etkileşmesiyle gerçekleşen yüksek harmonik üretimi ile elde edilen spektrum özelliklerinin bir sonucudur.

Bütün bu süreçleri anlamak için bir elektronlu atomların elektromanyetik alan ile etkileşimini açıklamakla işe başlarız.

2. BİR ELEKTRONLU ATOMLARIN ELEKTROMANYETİK ALAN İLE ETKİLEŞMESİ

Ayrıntılı bir inceleme için elektromanyetik alanın foton denilen kuantalar cinsinden ifade edildiği kuantum elektrodinamiğini araştırarak işe başlamamız gerekecek. ν frekanslı bir alana karşılık gelen her foton $h\nu$ enerji miktarı taşır. Görece zayıf alanlarda bile foton yoğunluğu çok yüksek olabilir. Bu koşullar altında, fotonların sayısına sürekli değişiyor gibi bakılabilir ve alan klasik olarak Maxwell denklemleriyle tanımlanır. Bir ışınım alanını klasik olarak ele alındığı yarı-klasik modeli kullanacağız: Elektromanyetik alanlar klasik Maxwell denklemleri ile fakat yüklü parçacıkların etkileşmeleri ise kuantum mekaniksel olarak tanımlayacağız.

Bu kısımda, elektromanyetik alanların etkisinde yüklü parçacıkların hareketlerinin kuantum mekaniği açısından nasıl anlatılacağı ile ilgileneceğiz. Önce, yüklü parçacıkların elektromanyetik alanlarla etkileşmelerini betimleyen Hamiltonyen işlemcisini tanımlayacağız. Bu işlemler, elektromanyetik alanlar \mathbf{E} ve \mathbf{B} alanları potansiyelleri tek olarak belirleme imkanı tanımaz: Birbirlerine ayar dönüşümleri ile bağlı tüm potansiyeller aynı \mathbf{E} ve \mathbf{B} alanlarını dolayısıyla aynı fiziksel sistemi tanımlar. Schrödinger denkleminin ayar dönüşümleri altında değişmez kalması için dalga fonksiyonlarının da dönüşmesi gerekir.

2.1 MAXWELL DENKLEMLERİ VE ELEKTROMANYETİK TEORİDE AYAR DÖNÜŞÜMLERİ

Elektrik alan \mathbf{E} ve manyetik alan \mathbf{B} ' nin uzay-zaman değişimleri ile bunların kaynağı olan ρ yük yoğunluğu ve \mathbf{J} akım yoğunluğu arasındaki bağıntıları veren boşluktaki Maxwell denklemleri şu şekildedir:

Gauss Yasası

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\epsilon} \quad (2.1.1)$$

Faraday Yasası

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.1.2)$$

Amper-Maxwell Yasası

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \quad (2.1.3)$$

Serbest manyetik yüklerin yokluğu Yasası

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.1.4)$$

Yukarıdaki denklemlerimiz SI birim sisteminde yazılmıştır. Birinci denklemin zamana göre türevi ve üçüncü denklemin diverjansı birleştirilirse yük korunum denklemi veya yük yoğunluğu ve akım yoğunluğu için süreklilik denklemi elde edilir.

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.1.5)$$

Bu denklem, her iki terimin hacim integrali alındıktan sonra ikinci terimi Stokes yasasıyla bir yüzey integraline dönüştürürsek hemen görülebileceği gibi, bir hacim içindeki yükün zamanla değişiminin bu hacmi sınırlayan yüzeyden çıkan net yük akısına bağlı olduğunu söyler.

$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0$ denklemi \mathbf{B} 'nin, vektör potansiyel denilen \mathbf{A} vektörü cinsinden

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad (2.1.6)$$

şeklinde yazılabileceğini gösterir. Bu ifadeyi ikinci Maxwell denkleminde kullanırsak \mathbf{E} 'yi \mathbf{A} ve Φ cinsinden şu şekilde ifade edebiliriz:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

Klasik elektromanyetizmada, Φ ve \mathbf{A} potansiyelleri altı tane niceliği (\mathbf{E} ve \mathbf{B} 'nin üçer bileşeni) sadece dört nicelik (Φ ve \mathbf{A} 'nın üç bileşeni) cinsinden ifade edilebilme imkanı sağlamaları açısından yararlı niceliklerdir. Fakat burada dikkat edilmesi gereken önemli bir

nokta vardır: \mathbf{E} ve \mathbf{B} alanlarının bilinmesi durumunda Denklem (2.1.6) ve Denklem (2.1.7) bize Φ ve $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ 'yi tek şekilde belirleme imkanı vermez. Açıkça görüldüğü gibi Φ ve $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ 'yi

$$\Phi'(\mathbf{r},t) = \Phi(\mathbf{r},t) - \frac{1}{c} \frac{\partial f(\mathbf{r},t)}{\partial t} \quad (2.1.8)$$

$$\mathbf{A}'(\mathbf{r},t) = \partial \mathbf{A}(\mathbf{r},t) + \nabla f(\mathbf{r},t) \quad (2.1.9)$$

şeklinde bağlı olan Φ' ve $\mathbf{A}'(\mathbf{r},t)$ potansiyelleri Φ ve $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ 'ye karşılık gelen aynı \mathbf{E} ve \mathbf{B} elektromanyetik alanları verir. Burada $f(\mathbf{r},t)$, konum ve zamanın bir fonksiyonu olup türevlenebilir olması dışında tamamen keyfi bir fonksiyondur. $f(\mathbf{r},t)$ 'nin manyetik akı boyutuna sahip olduğuna dikkat edelim.

$$(\Phi(\mathbf{r},t), \mathbf{A}(\mathbf{r},t)) \rightarrow (\Phi'(\mathbf{r},t), \mathbf{A}'(\mathbf{r},t)) \quad (2.1.10)$$

dönüşümüne, elektromanyetizmada ayar dönüşümü denir. Ayar dönüşümleri altında \mathbf{E} ve \mathbf{B} alanları değişmez kalır. Gerek yukarıda ifade ettiğimiz Maxwell denklemleri ve gerekse elektromanyetik alan içinde bulunan yüklü parçacıkların hareketini betimleyen klasik hareket denklemleri potansiyellere değil, fakat \mathbf{E} ve \mathbf{B} alanlarına bağlı olduklarından bu ayar dönüşümleri altında değişmez kalır. Bu değişmezliğe, elektromanyetizmada ayar değişmezliği denir. Ayar değişmezliği uygulamada uygun bir f fonksiyonu seçilerek, incelemeleri kolaylaştıran uygun potansiyeller ile çalışma serbestliği verir. Bu ayar serbestliği ve f (veya Φ ve \mathbf{A}) seçimine de ayar seçimi denir. Ayar değişmezliğinin bu özelliği \mathbf{A} üzerinden daha başka koşul koymamıza izin verir. Bu koşulu,

$$\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r},t) = 0 \quad (2.1.11)$$

biçiminde seçeceğiz. \mathbf{A} bu koşulu sağladığı zaman Coulomb ayarı kullanılıyor diyeceğiz. \mathbf{A} 'nın Maxwell denklemlerinden elde ettiğimiz şu denklemi sağladığını gösterebiliriz.

$$\nabla^2 A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1.12)$$

Bir ışınım alanı için Maxwell denklemlerinin en genel çözümü olan $\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$ ve $\Phi = 0$ gibi potansiyeller cinsinden ifade edilebildiği için skaler potansiyeli $\Phi = 0$ alacağız.

2.1.1 KUANTUM MEKANİĞİNDE AYAR DÖNÜŞÜMLERİ

Bir elektromanyetik alan içinde hareket eden m kütleli ve e elektrik yüklü parçacığın kuantum mekaniksel hareketini \mathbf{p} ve \mathbf{r} Hermitsel işlemciler cinsinden

$$H' = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}'(\mathbf{r}, t) \right)^2 - e\Phi'(\mathbf{r}, t) \quad (2.1.13)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu sistemin zaman bağlı Schrödinger dalga denklemi

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = H\Psi(\mathbf{r}, t) \quad (2.1.14)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} (\mathbf{A} + \nabla f) \right)^2 + \left(\Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial f}{\partial t} \right) \right] \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (2.1.15)$$

şeklinindedir. Bir önceki kısımda, elektromanyetik alanla elektronun etkileşmesi için bir potansiyelin olmadığını söylemiştik, dolayısıyla alan sadece vektör potansiyelleri ile tanımlanır ($\Phi = 0$). Dolayısıyla, Denklem (2.1.15) de yazdığımız Hamiltonyen;

$$H = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 \quad (2.1.16)$$

şeklinde indirgenmiş olur. Denklem (2.1.15) de,

$$H' = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} (\mathbf{A} + \nabla f) \right)^2 - e \frac{\partial f}{\partial t} \quad (2.1.17)$$

yukarıda verilen f ayar fonksiyonu uzaysal koordinatlardan bağımsızdır. Diğer taraftan \mathbf{A} ile ilgili olan dalgaboyu ise atomik boyutlardan çok daha büyüktür:

$$k \cdot r \ll 1 \quad (2.1.18)$$

dir. Bu koşullar altında ayar fonksiyonumuz,

$$f(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{r} \quad (2.1.19)$$

şeklindedir. Burada ayar fonksiyonuyla beraber $\mathbf{E}(t) = -\partial\mathbf{A}/\partial t$, Denklem (2.1.17) de kullanılırsa,

$$H' = \frac{p^2}{2m} + e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t) \quad (2.1.20)$$

bulunur. Yukarıda verilen ayar dönüşümünü “Uzunluk Ayar Dönüşümü” olarak adlandırıyoruz.

Geri dönüp Denklem (2.1.17)'ye bakarsak Hamiltonyen denkleminin $\frac{e}{c}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{p})$ içerdiğini rahatlıkla görebiliriz. Eğer $\Psi(\mathbf{r}, t)$ konuma ve zamana bağlı bir dalga fonksiyonu ise $\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}\Psi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A} \cdot [\mathbf{p}\Psi(\mathbf{r}, t)] + \Psi(\mathbf{r}, t)[\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}]$ dir. Burada Coulomb ayar dönüşümünü kullanırsak $\mathbf{p} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ olur ve Denklem (2.1.17) deki Hamiltonyenimizde yerine yazarsak,

$$H = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p}^2 + \frac{2e}{c} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + \frac{e^2}{c^2} A^2 \right) \quad (2.1.21)$$

elde etmiş oluruz. Denklem (2.1.21) de yazdığımız Hamiltonyeni de “Hız Ayar Dönüşümü” olarak tanımlanır.

2.1.2 SEÇİM KURALLARI

2.1.2.1 ELEKTRİK DİPOL SEÇİM KURALLARI

Bu kısımda, özellikle elektrik dipol geçişlerin kuralları açıklanacaktır. Atomların kuantum seviyeleri arasındaki geçişlerde tek yol elektrik dipol geçişleri değildir. Onun dışında manyetik dipol, elektrik kuadropol, ...ve hatta ışımsız (çarpışmalı) geçişler de vardır.

Bir atom herhangi bir anda tamamen bir tek enerji kuantum seviyesinde değil de çeşitli seviyeler arasında geçiş halinde ise dalga fonksiyonu zamana bağlı olup

$$\Psi(r, \theta, \phi, t) = \sum_n a_n(t) \Psi_{nlm}(r, \theta, \phi) \quad (2.2.1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, $a_n(t)$, n. Seviyenin zamana bağımlılığı ile ilgili katsayı olup sistemin o seviyede bulunma olasılığı;

$$a_n^*(t)a_n(t) = |a_n(t)|^2 \quad (2.2.2)$$

ile belirlidir. Söz konusu geçişler, tedirginmesiz seviyeler arasında düşünülmektedir. Geçişlere, atom üzerine uygulanan elektromanyetik ışına sebep olmaktadır. O halde, konu ışık-madde etkileşmesi şeklinde üst düzeyde ele alınmalıdır. Bu durumda, $|nlm\rangle \rightarrow |n'l'm'\rangle$ şeklinde bir elektrik dipol geçişinin olduğunu varsayalım. Kuantum mekanik kuramda böyle bir geçişin olasılığını,

$$P_{n \rightarrow n'} = \int_{\text{tüm uzay}} |a_n(t)|^2 \rho(E_{n'}) dE_{n'} \quad (2.2.3)$$

olarak verilir. Burada, $\rho(E_{n'})$, n' seviyesinin birim enerji aralığındaki yoğunluğudur. Atomun elektrik dipol momenti,

$$\mathbf{P} = -e\mathbf{r}(t) \quad (2.2.4)$$

olmak üzere dipolün elektrik alan ile etkileşme enerjisi ε , alanın maksimum enerjisi olmak üzere

$$\Delta E = -\mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} = er\varepsilon \cos \omega t \quad (2.2.5)$$

şeklindeki bir harmonik tedirginme için hesaplandığında,

$$P_{n \rightarrow n'} = \frac{\varepsilon^2}{\hbar^2} |\langle \mathbf{P} \rangle_{nn'}|^2 f(\omega_{nn'}, t) \quad (2.2.6)$$

olduğu görülür. Burada, $\omega_{nn'}$ söz konusu seviyeler arasındaki geçiş frekansı olup

$$\omega_{nn'} = \frac{E_n - E_{n'}}{\hbar} \quad (2.2.7)$$

ile tanımlıdır.

Geçiş olasılığı, uyarılan elektrik dipol momentinin ilgili seviyeler arasındaki beklenen değerine bağlıdır. Bu sebeple elektrik dipol seçim kuralları, dipolün ilgili seviyeler arasındaki beklenen değerinden doğru gidilerek belirlenebilmektedir. Herhangi iki n ve n' seviyeleri için,

i) $\langle \mathbf{P} \rangle_{nn'} = \langle n' | \mathbf{P} | n \rangle_{nn'} = 0$ ise seviyeler arasında dipol geçişi söz konusu olamaz demektir, çünkü olasılık sıfır çıkar. Bu tür geçişler, elektrik dipola yasaktır. Bunlara yasaklanmış geçişler yada izinsiz geçişler denir.

ii) $\langle \mathbf{P} \rangle_{nn'} = \langle n' | \mathbf{P} | n \rangle_{nn'} \neq 0$ ise, seviyeler arasında elektrik dipol geçişi olabilir demektir. Bu tür geçişlerde, elektrik dipola yasak olmayan geçişler yada izinli geçişler denir.

Şimdi bu yasaklamaya yada izinli olmanın nereden kaynaklandığına kısaca değinelim: Kuantum mekanişsel kurama göre dipolün beklenen değeri,

$$P_{n \rightarrow n'} = \int_{\text{tüm uzay}} |a_n(t)|^2 \rho(E_{n'}) dE_{n'} \quad (2.2.8)$$

ile belirlidir. Burada, tedirginmemiş seviyeler arasındaki geçişler düşünülmektedir. Yukarıda verilen integralin değeri ise fonksiyonların paritesine bağlıdır. İntegral önünde r^3 'nin tek pariteli bir fonksiyon olduğu açıktır. Ψ_{nlm} ve $\Psi_{n'l'm'}$ fonksiyonlarının paritelerini de l ve l' belirler. Sonuçta integral önündeki çarpım fonksiyon **tek pariteli** de olabilir, **çift pariteli** de olabilir. Matematikten bilinen genel kuralın,

$$\int (\text{tek pariteli}) = 0 \quad (2.2.9)$$

$$\int (\text{\u00e7ift pariteli}) \neq 0 \quad (2.2.10)$$

olacağını kullanarak, elektrik dipol ge\u00e7işlerin ancak farklı pariteli seviyeler arasında olabileceği sonucuna varılır. Yani, dipol momentinin beklenen değer ifadesi Ψ_{nlm} ve $\Psi_{n'l'm'}$ farklı pariteli fonksiyonlar olmalıdır ki, beklenen değer ifadesinin değeri sıfırdan farklı olsun. O halde, atomlarda elektrik dipol ge\u00e7işlerin olabilmesi i\u00e7in ilgili iki seviyenin y\u00f6r\u00fcnge a\u00e7ısal momentumun kuantum sayıları (pariteyi belirleyen kuantum sayıları) farkı tek sayı olmalıdır:

$$\Delta l = l - l' = \pm 1, \pm 3, \pm \dots (\text{tek sayı}) \quad (2.2.11)$$

dikkat edilirse, elektrik dipol ge\u00e7işlerinde ε alan dış manyetik alana dik y\u00f6ndedir. Elektrik dipol ge\u00e7işlere ait se\u00e7im kuralları,

$$\left[\begin{array}{l} \Delta l = \pm 1 \\ \Delta m = 0 (\pi - \text{polarizasyonu}) \\ \Delta m = \pm 1 (\sigma - \text{polarizasyonu}) \end{array} \right] \quad (2.2.12)$$

şeklindedir. Sonu\u00e7 olarak, se\u00e7im kuralları ilk ve son kuantum sayıları \u00fczerine sınırlama getirmektedir. Elektrik dipol ge\u00e7işin yasak olduğu seviyelerde, diğer y\u00fcsek mertebeden ge\u00e7işler s\u00f6z konusu (izinli) olabilir. \u00d6rneğin, manyetik dipol ge\u00e7iş, elektrik kuadropol ge\u00e7iş, manyetik oktopol ge\u00e7iş,...vb. olabilir. Bu ge\u00e7işlerde, kuantum sistemi dışarıya bir ışınım salar veya dışardan ışınım soğurur. Bu sebeple bunlara **ışımahlı ge\u00e7işler** denir.

2.1.2.2 MANYETİK DİPOL SEÇİM KURALLARI

Elektrik dipol seçim kurallarından bu kadar söz ettikten sonra, manyetik seçim kurallarına, az da olsa, değinmek uygun olacaktır. Manyetik dipol geçişler, daha ziyade elektrik dipol geçişin oluşmadığı (yasaklandığı) enerji seviyeler arasında ve daha uzun bir sürede oluşur. Genellikle, enerji seviyeleri arasındaki fark değerine göre daha küçüktür. Burada uyarıcı alan, manyetik alan olmak zorundadır. Herhangi bir l seviyesi dış manyetik alanla $(2l+1)$ defa Zeeman yarılmasına uyarıldığından ve geçişler bu Zeeman seviyelerinin l değeri aynı olup herhangi bir manyetik dipol-Zeeman geçişinde her zaman

$$\Delta l = 0 \quad (2.2.13)$$

olmak durumundadır. O halde, manyetik dipol seçim kuralları

$$\left[\begin{array}{l} \Delta l = 0 \\ \Delta m = 0(\pi - polarizasyonu) \\ \Delta m = \pm 1(\sigma - polarizasyonu) \end{array} \right] \quad (2.2.14)$$

şeklindedir.

2.1.2.3 MULTİPOL RADYASYON

Bu kısımda temel olarak bir atom üzerinde bir ışık dalgasının etkisini,

$$\int \Psi^*(\mathbf{r}) \epsilon x \phi_m(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.15)$$

matris elemanları şeklinde ifade edebiliriz. Tersine, matris elemanlarının atomik geçişler yoluyla ışık üretimine uygulanabileceğini de unutmamak gerekir. Bu giriş bilgisinin sınırları içinde ayrıntıya girmeyeceğiz, fakat temel fikirleri yine de tanıtmaya çalışacağız. Klasik elektrodinamikten bildiğimiz gibi titreşen bir dipol elektromanyetik dalgalar üretir. Dipol, matematiksel olarak

$$\mathbf{P} = -e\mathbf{r}(t) \quad (2.2.16)$$

dipol momentiyile tanımlanır. Buradaki \mathbf{r} , pozitif yükten titreşen negatif yüke kadar olan vektördür. Her zamanki gibi titreşimin tamamen harmonik olduğunu varsayıyoruz:

$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 \sin \omega t$. Yukarıda tanımlanan dipol moment böylece “bir kaynak terimi” olarak elektromanyetizmanın Maxwell eşitliklerinde görünür: Maxwell eşitliklerinde $\left(\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right)$, eğer madde veya bu durum için atom söz konusuysa, \mathbf{P} kutuplanması \mathbf{D} de gözükür. Klasik durumda bu Denklem (2.2.21) ile ifade edilebilir veya çok sayıda atom var ise Denklem (2.2.16) formunda çok sayıda ifadenin toplamıyla işlem gerçekleştirilebilir. Burada, şimdi Denklem (2.2.16) formundaki bu kaynak terimine benzer bir kuantum kuramına eşdeğer olup olmadığı sorusu açığa çıkar. $-\mathbf{er}(t)$ dipol momentine bir $-\mathbf{er}$ işlemcisi atanabilir ve sonuçta beklenen değeri,

$$\int \Psi^*(\mathbf{r}, t)(-\mathbf{er})\Psi(\mathbf{r}, t)dV \quad (2.2.17)$$

şeklinde yazabiliriz.

$\Psi(\mathbf{r}, t)$ dalga fonksiyonu burada hangi anlama gelmektedir? Bir fikir sahibi olmak için E_1 ve E_2 gibi iki enerji seviyeli bir atom düşünüp ilgili dalga fonksiyonlarını $\phi_1(\mathbf{r})$ ve $\phi_2(\mathbf{r})$ ile gösterelim. Bir titreşim üretmek için “dalga paketi” formunda bir üst üste getirmeyi gerçekleştiriyoruz:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(-iE_1 t/\hbar) \phi_1(\mathbf{r}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(-iE_2 t/\hbar) \phi_2(\mathbf{r}) \quad (2.2.18)$$

Burada, $1/\sqrt{2}$ faktörü $\Psi(\mathbf{r})$ 'yi normalleştirmek için kullanılmıştır. Denklem (2.2.18)' i Denklem (2.2.17) de yerine koyup bütün terimleri tek tek çarpalım. Sonuç m ve n ' nin 1 ve 2 değerlerini alabileceği Denklem(2.2.15) şeklinde bir ifade üzerinden toplamdır. Yukarıdaki gibi

$$\int \phi_1^*(\mathbf{r}) \mathbf{er} \phi_1(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.19)$$

ve

$$\int \phi_2^*(\mathbf{r}) \mathbf{er} \phi_2(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.20)$$

ifadelerinin sıfır olduğunu varsayalım. Bu durumda, Denklem (2.2.18)

$$\frac{1}{2} \int \phi_1^*(\mathbf{r})(-er)\phi_2(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) dV + k.e \quad (2.2.21)$$

şeklini alır. Burada $\omega = (E_2 - E_1)/\hbar$ kısaltmasını yaptık. Dipol momentlerinin beklenen değeri, böylece gerçekte bir klasik bir dipol gibi titreşir ve karşılık gelen elektromanyetik alanı üretir. Bu yolla bir dipol matris elemanı ve dipol radyasyonu arasındaki ilişki daha açık hale gelir.

Şimdi, klasik fizikten bildiğimiz gibi radyasyon alanları sadece titreşen dipollerden değil, aynı zamanda diğer titreşen yük ve hatta akım dağılımlarından da meydana gelir. Eğer halkadaki akım (mesela bir sinüs dalgasında yapıldığı gibi) değiştirirsek, manyetik dipol moment titreşir ve manyetik dipol radyasyon üretir. Böylece bir radyasyon alanı bir atomik geçiş tarafından da üretilebilir mi? Aslında bu mümkün dür, fakat Denklem (2.2.17) veya Denklem (2.2.21) matris elemanı bunu matematiksel olarak tanımlamak için artık yeterli değildir. Bunu, ışık ile elektronlar arasındaki etkileşimle ilgili daha gerçekçi bir kurama dayandırmak durumundayız.

Sabitler dışında Schrödinger eşitliğinin karşılık gelen kısmı,

$$-e\mathbf{P} \cdot \mathbf{A} \quad (2.2.22)$$

burada $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ momentum işlemcisi ve \mathbf{A} alanın vektör potansiyelidir. Eğer \mathbf{A} 'yı düzlem dalgalar cinsinden ifade edersek Denklem (2.2.22) yerine

$$e\mathbf{p} \cdot \mathbf{e} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.2.23)$$

şeklinde eşitliklere sahip olurduk. Burada, \mathbf{e} ve \mathbf{k} dalga sayılı ışık dalgasının kutuplanma vektörüdür. Tedirginme kuramında matris elemanı olan

$$e \int \phi_n^*(\mathbf{r}) \mathbf{p} \cdot \mathbf{e} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \phi_m(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.24)$$

Denklem (2.2.15) de yerini alır. λ dalgaboyu genelde ϕ dalga fonksiyonun boyuna göre büyük olduğundan $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = 2\pi/\lambda \ll 1$ varsayılabilir ve üstel fonksiyonu

$$\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{1} + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \dots \quad (2.2.25)$$

şeklinde açabiliriz. Bunu, Denklem (2.2.24) de yerine yazarsak ilk terim,

$$\int \phi_n^*(\mathbf{r}) e\mathbf{p} \cdot \mathbf{e} \phi_m(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.26)$$

olur. \mathbf{e} 'nin x eksenine paralel olduğu ve $n=1$ ve $m=2$ olan özel durumda

$$\int \phi_1^*(\mathbf{r}) e p_x \phi_2(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.27)$$

ifadesine sahip oluruz. Kuantum mekaniğinde tam olarak gösterildiği gibi Denklem (2.2.27),

$$i m \omega \int \phi_1^*(\mathbf{r}) e x \phi_2(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.28)$$

$$\omega = (E_2 - E_1) \quad (2.2.29)$$

veya sayısal faktör dışında bilinen dipol matris elemanına özdeş hale gelir. Bununla birlikte, Denklem (2.2.28)'in kaybolduğu atomik geçiş durumları vardır (bunlar yasak elektrik dipol geçişleridir). Böylece Denklem (2.2.25)' in ikinci teriminden üretilen matris elemanı önemli hale gelir.

$$\int \phi_1^*(\mathbf{r}) (\mathbf{p} \cdot \mathbf{e})(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \phi_2(\mathbf{r}) dV \quad (2.2.30)$$

Elektrik ve manyetik dipollerin radyasyon alanları, Maxwell eşitliklerine göre klasik olarak ele alınıp 'kaynak terimi' kuantum mekaniksel beklenen değer olarak ele alındığı kuramda literatürde "Yarı-Klasik" kuram olarak isimlendirilir.

3. GÜÇLÜ LAZER ALANINDA MULTİFOTON SÜREÇLER

İlk lazerin 1960 yılında geliştirilmesinden buyana lazer teknolojisinde büyük gelişmeler olmuştur. Günümüzde kızılötesi, morötesi ve görünür bölgedeki dalgaboylarında lazer ışığı elde edilebilmektedir. Uygulama alanları çok geniş olan lazer, tek renkli olma ve koharent olma özelliklerinin hayli iyi olması yanında, aynı zamanda son derece iyi yönlendirilebilme ve son derece şiddetli ışıklı bölgeler oluşturacak şekilde odaklanabilme özelliklerine de sahiptir.

Lazer ışığının ilk bilimsel uygulamalarından bazıları doğrusal olmayan etkilerin incelenmesiyle ilgili olanlardır. Lazerin keşfinden önce ışık şiddetinin ve dolayısıyla buna karşılık gelen E optik elektrik alanının, madde içinde var olan elektrik alanlar yanında zayıf olduğu kabul edilirdi. Böylece, ışığın bir atom üzerindeki etkisinin, optik elektrik alan ile orantılı olduğu kabul edilmiş oluyordu.

Elektrik ve manyetizma incelenirken maddenin özelliklerini gösteren denklemler içinde $P=KE$ şeklinde doğrusal yardımcı bir denklem bulunduğu dikkat edelim. Burada P , elektrik alanına göre doğrusal olduğu kabul edilen dielektrik madde içindeki indüklenmiş kutuplanmadır. K dielektrik sabittir veya maddenin kutuplanabilirliğidir. Geçerli olan bağıntı için E elektrik alan kuvvet serisi şeklinde ifade edilerek çok daha genel bir denklem yazılır:

$$P = K_1E + K_2E^2 + K_3E^3 + \dots \quad (3.0.1)$$

ikinci terimin seride yer almasının sonucu önemlidir. Kuvars gibi saydam bir kristale kuvvetli kırmızı bir ışık demetini gönderdiğimizizi düşünelim. Doğrusal olmayan ikinci terimin etkisi, gelen ışığın tam ikinci harmoniğinde olan mavi ışığı üretmek olur. Bunun için böyle olduğunu görmek için, kristale gelen ışık için $E = E_0 \sin(\omega t)$ şeklinde bir sinüsel ifade göz önüne alalım. Burada, E_0 kristal içindeki ışığın elektrik alan genliğidir. Bu durumda, kristal içinde, $P = K_2E_0^2 \sin^2(\omega t)$ verilen indüklenmiş bir kutuplanma ortaya çıkar. Bu ifadeyi trigonometrik bağıntılar kullanılarak aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$P = \frac{1}{2} K_2 E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) \quad (3.0.2)$$

Böylece, iki terimden oluşmuş yeni bir kutuplanma görünür: Sabit alanlı (DC) bir terim ve burada çok daha önemli olan giriş frekansının iki katı frekansta (girişin yarı dalgaboyunda) titreşen ikinci terim 694 nm dalgaboyundaki lazer ışığı kullanıldığında harmonik 347 nm dalgaboyunda mor ötesi bölgededir. Benzetme yapılarak titreşen mekanik sistemlerde sık sık oluşan harmonik ses bozulmalarının doğrusal olmayan tepkilerinden ileri geldiği anlaşılır. Yakut lazerin icadından çok kısa süre sonra optikte İkinci Harmoniğin Üretilmesi (SHG) “Second Harmonic Generation” olayı gözlemlendi. İkinci harmoniğin üretilmesi şimdi, lazer ışığının frekansını UV ve yumuşak X-ışınları bölgesine doğru arttırmasının standart yöntemi haline geldi.

Lazerin keşfinden sonra araştırmacılar atomların güçlü lazer alanındaki etkileri üzerine bir dizi çalışmalar yürüttüler. Atom ve güçlü alan etkileşmesinde yürütülen son gelişmelerde, kısa atımların üretilmesi ve şiddetlerinin de 10^{19} W/cm² mertebesine ulaşması sağlandı. Çünkü, bu atımların kısa olması nedeniyle atomların, iyonlaşmadan önce, yüksek şiddetlerde var olabilecekleri üzerine çalışmalar yürütülmüştür. Multifoton etkileri için genellikle, optik elektrik alanların atomik alanlarla karşılaştırılabilir büyüklükte olduğu odaklanmış lazer demetlerine ihtiyaç duyulur.

Prensipte atomun, güçlü lazer alanına maruz kalması kuantum mekaniksel bir sistemin problemi. Buna rağmen, (Hidrojene benzer atomlarda) dış salınım alanının yokluğunda elektronun sadece bilinen bazı limit halleri için Schrödinger dalga denklemi analitik olarak çözümlenir (Volkov fonksiyonları). Kuantum mekanik sistemlerde kullanılan standart yöntemler ile tedirginme kuramı göz önüne alındığında daha zor bir sisteme dönüşür. Buna rağmen güçlü alanda uygulanabilirlik koşulu, tedirginmemesiz çözümlerde ve zayıf tedirginme çözümlerde dikkate alınır. Bu durumlar için kullanışlı formülümüz :

$$E[V/cm] \approx 27.4 \sqrt{I[W/cm^2]} \quad (3.0.3)$$

dir. Burada, E elektrik alan ve I yoğunluk olarak tanımlanır. Bu yoğunluk 10^{19} mertebesindedir. Bu yüzden lazer alanı zayıf bir tedirginme olarak algılanmamalıdır.

Lazer alanı ile atom etkileşmelerinde görülen bir diğer unsur da fotonun alanı tarafından son seviyelere uyarılma sonucunda gerçekleşen soğurma ve yayma olayıdır. Bu etki, salınım alanında uyarılan fotonların enerjilerinde yarılmalarına sebep olur. Bu yarılmalar, ac Stark yarılmaları diye tanımlanır. Fotonların dalgaboylarının uzun olması

nedeniyle taban enerji seviyelerinde ac Stark yarılmaları küçük olacaktır. Diğer taraftan, sürekli enerji seviyelerinin güçlü alanlar tarafından yarılmalar taban enerji seviyelerine göre daha belirgindir. Bu durumda, yüksek seviyelere uyarılan atomları enerjilerindeki değişim, klasik model için tanımladığımız harmonik üretim kısmında daha ayrıntılı bir şekilde hesaplanacaktır.

Serbest elektronlar, salınan elektromanyetik alanda hızlanır. Salınma hareketinden kaynaklanan ortalama kinetik enerjileri güçlü lazer alan fiziğinde *Ponderomotive Enerji* diye tanımlıyoruz.

Elektronun ponderomotive enerjisini aşağıdaki şekilde tanımlarız:

$$U_p = \frac{m_e \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{m_e}{2} \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} v^2 dt = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2} \quad (3.0.4)$$

elektrik alan yoğunluğuna bağlı bir eşitlik yazmak istersek,

$$I = \epsilon_0 c \langle |E(t)|^2 \rangle = \epsilon_0 c \frac{E_0^2}{2} \quad (3.0.5)$$

dir. Bu önemli denklemden, U_p 'nin I ya oranı görüldüğü gibi frekansın karesi ω^2 ile ters orantılıdır. Bu yoğunluk W/cm^2 biriminde ve dalgaboyu da μm boyutunda ise

$$U_p = 9.33 \times 10^{-14} I \lambda^2 \quad (3.0.6)$$

olarak elde edilir.

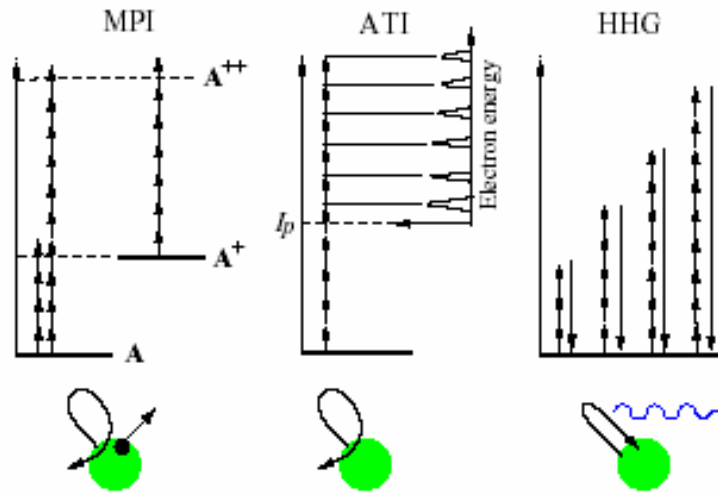
(Harmonik üretimin klasik mekaniksel modelinde bu kinematik denklemler daha ayrıntılı bir şekilde anlatılacaktır.)

Güçlü lazer alanında, U_p birkaç veya daha fazla eV olabilir. Bunun anlamı da rezonans durumunda bir çok seviyenin ayrılması sırasında kendi enerjilerinin foton enerjilerinden bir miktar daha büyük olmasından kaynaklanır. Elektronların ponderomotive enerjilerinin elde edilmesi, alanda salınan elektronlarla ilişkilidir.

Eğer elektronun başlangıç hızı iyonlaşmadan sonra küçük ise alan tarafından çekirdeğe doğru dönerken elektron hızlanır, bu sırada elektronların enerjileri ve açısal dağılımları

değişir; ayrıca, fotonların yüksek enerji seviyelerine uyarılmasına izin verilir. Bu basit anlayış şekli ile güçlü alan multifoton süreçlerini anlamaya çalışalım.

Bu bölümde, multifoton süreçlerini anlamak için atom-lazer etkileşme durumları açıklanacaktır. İlk önce Schrödinger dalga denkleminin bir çok fiziksel süreci içerdiği farklı görüşler ileri sürülerek gösterilecektir. Daha sonra bu süreci yarı-klasik modeli takip eden kuantum mekaniksel kuram çerçevesi açısından tartışılacaktır. Bu yar-klasik model son yıllarda hatırı sayılır ilgiyi üzerine çekmiştir. Sonuçta, model yüksek mertebeden harmonik üretiminde birkaç dikkate değer özelliği ile analitik sonuçlarımızı değerlendireceğiz. Şimdi, bu kısımda güçlü elektrik alandaki kısa atımlı lazer ile atom arasındaki etkileşmelerin gerçekleştiği sürecin tamamına yer vererek bu alanlardaki iyonlaşma şekillerini kabaca tanıtalım. Güçlü alanla ne demek isteniyor?



Şekil 3 Güçlü lazer alanındaki atomların doğrusal olmayan üç süreci [18]: ilki multifoton iyonlaşmasını, ikincisi Seviye üzerinde iyonlaşmayı ve son şekil ise Yüksek mertebeden Harmonik Üretimi anlatır.

Şekil 3' de farklı iyonlaşma süreçleri görülmektedir ve elektron başlangıçta taban enerji seviyesindeyken bir çok foton soğurarak yüksek kinetik enerji yardımıyla iyonlaşır. Farklı süreçlerdeki iyonlaşmalar için güçlü lazer alanında üst seviyelere uyarılan atomlar, enerjilerini verdikten sonra salınabilirler. Bu salınma ya ardışık yada kendiliğinden gerçekleşen bir süreçtir. İyonlaşma neredeyse bütün güçlü lazer alanı ile atom arasındaki etkileşim süreçlerinde daima meydana gelir. Bu yüzden iyi bir anlayışa ve uygun iyonlaşma

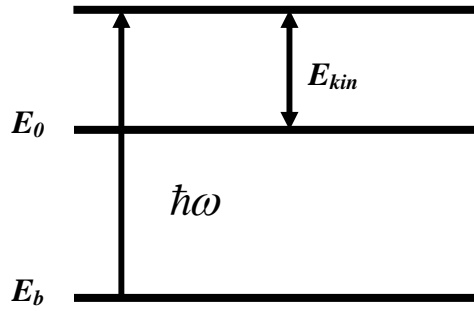
modeline sahip olmak önemlidir. Bu anlattığımız güçlü alanda iyonlaşma ve iyonlaşma bölgeleri bir sonraki kısımda daha ayrıntılı olarak tanımlanacaktır.

3.1 GÜÇLÜ ALANDA İYONLAŞMA SÜREÇLERİ VE İYONLAŞMA BÖLGELERİ

Bu kısımda, basit anlamda tek atom iyonlaşma süreci ile bir önceki kısımda tanımlanan multifoton iyonlaşması, seviye üzerinde iyonlaşma ve yüksek mertebeden harmonik üretim süreçlerini tanıtarak, tezimizin de amacı olan yüksek mertebeden harmonik üretimin klasik ve kuantum mekaniksel açıdan açıklaması yapılacaktır. Lazer atımlarının dalgaboyu ve gücüne bakılarak iyonlaşma süreçlerini açıklamada farklı modeller kullanmanın gerekliliğinden bir önceki kısımda söz etmiştik. Şimdi bu süreçleri tanıyalım.

3.1.1 TEK ATOM İYONLAŞMASI

Şekil 3.1 de görüldüğü gibi, E_b taban enerji seviyesinden daha büyük olan $\hbar\omega$ enerjili tek foton soğurarak atom iyonlaşır.



Şekil 3.1.1 Tek foton iyonlaşma süreci

Bu durumda, iyonlaşan elektronun kinetik enerjisi,

$$E_{kin} = \hbar\omega - E_b \quad (3.1.1)$$

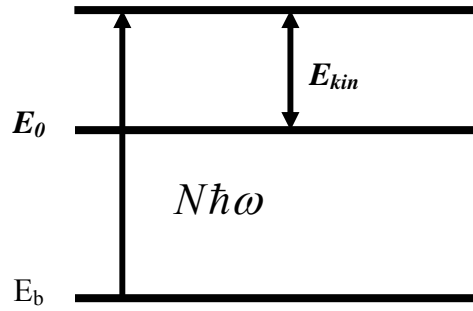
şeklinde elde edilir.

3.1.2 MULTİFOTON İYONLAŞMASI

Şekil 3.1.2 de görülen iyonlaşma sürecinde $\hbar\omega < E_b$ ise daha fazla fotonun iyonlaşır. Bu iyonlaşma süreci için elde edilen kinetik enerji ifadesi,

$$E_{kin} = N\hbar\omega - E_b \quad (3.1.2)$$

dir.



Şekil 3.1.2 Atom, elektronun E_b enerjisinde çok küçük olan N tane foton soğurarak iyonlaşır.

Elektromanyetik alan zayıf olduğu zaman, atom-alan etkileşmesi tedirginme kuramı kullanılarak hesaplanır. Bu hesaplamalarda [15], atom N düşük enerji seviyesinden kendiliğinden soğurma sırasında iyonlaşır. N , iyonlaşma potansiyelini arttırmada kullanılan fotonların numarasıdır.

Bu süreç için Coulomb potansiyelinin ifadesi

$$V_c(r) = \frac{-e^2}{r} \quad (3.1.3)$$

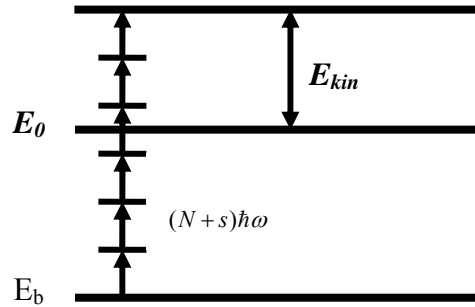
şeklindedir. Burada e elektronun yükü, r ise çekirdeğe olan uzaklığı ifade eder. Rezonans olmama durumunda, iyonlaşma olabilme olasılığı I^N ile orantılıdır. Bu süreçte elektrik alan kuvveti, atomik elektrik alan kuvvetinden çok daha küçüktür. Bu koşullar altında Coulomb potansiyelinden kaynaklanan küçük tedirginme için Schrödinger dalga denkleminin çözümlerinde tedirginme kuramı kullanılır. Böylece bu bölgede foton yoğunluğu önemlidir. Bu bölgedeki iyonlaşma oranını Γ_n ile gösterirsek N -foton iyonlaşma oranı,

$$\Gamma_n = \sigma_N I^N \quad (3.1.4)$$

dır. Burada, N iyonlaşma için minimum foton sayısı, I lazer şiddeti, σ_N ise kesit alanı olarak verilir. Bu süreç, fotonun çekirdekten saçılmasına yardım eder. Eğer foton enerjisi iyonlaşma enerjisine eşit ise iyonlaşma olasılığı artar.

3.1.3. SEVİYE ÜZERİNDE İYONLAŞMA

1979 yılında Agostin ve *çalışma arkadaşları*, deneysel bir çalışma yardımıyla altı tane foton ile iyonlaşan Xenon atomunun enerji spektrumunu açıklamaya çalışmıştır ve iyonlaşma süreci için elde edilen denklem, Denklem (3.1.2) den tamamen farklı olduğunu ileri sürmüştür. Nd-cam lazer kullanarak iyonlaştırdığı Xenon atomları için $E_b = 12.27$ eV ve $\hbar\omega = 12.34$ olarak hesaplamıştır [16]. Bu süreçte altı tane foton salarak iyonlaşan Xenon atomu için elde edilen spektrumda ilk atımın enerjisini 2eV olarak belirlemiştir. Bu olguyu ise soğurulan fotonların sayısı ile ilişkilendirerek, iyonlaşma için gerekli olan N foton sayısından daha fazla fotona ihtiyaç olduğu şeklinde bir yaklaşım ile açıklamıştır. Bu sürece de Seviye Üzerinde İyonlaşma (ATI) diye tanımlanır. Şekil 3.1.3 de bu süreci anlatmaktadır.



Şekil 3.1.3 $\hbar\omega$ enerjili $(N+s)$ tane foton soğurularak iyonlaşan atom.

Bu süreçte, iyonlaşma için elde edilen kinetik enerji ifadesi ve iyonlaşma oranı,

$$E_{kin} = (N + s)\hbar\omega - E_b \quad (3.1.5)$$

$$\Gamma \propto I^{N+s} \quad (3.1.6)$$

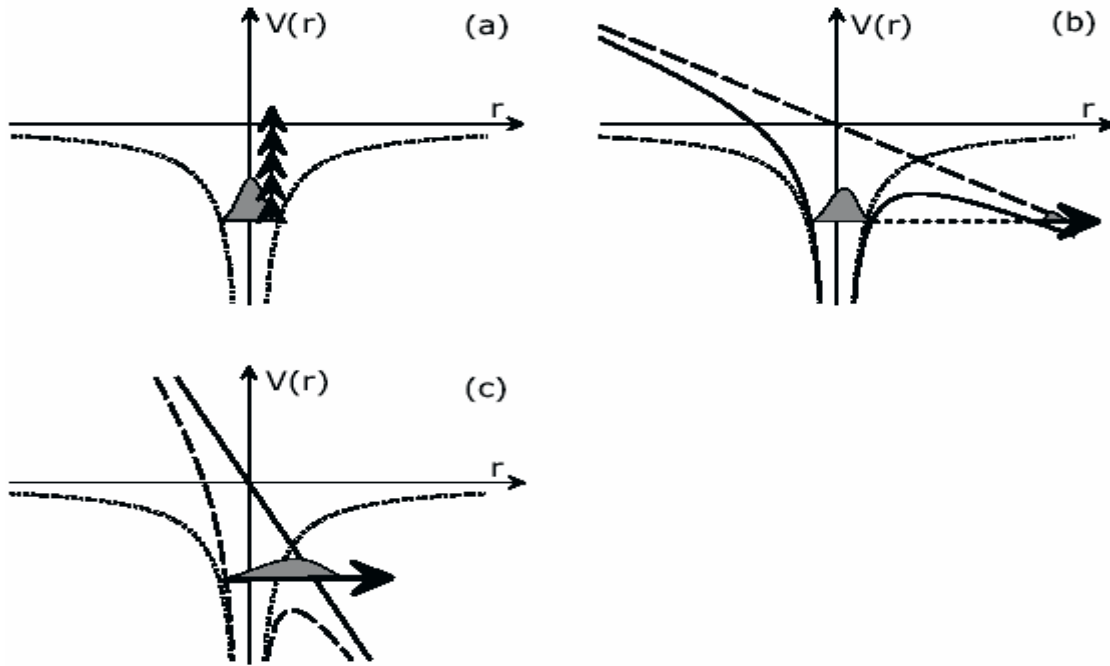
dır.

Lazer yoğunluğu arttırıldığı zaman, iyonlaşma oranı da artar. Buna rağmen lazer yoğunluğu ve frekansı iyonlaşma oranını tekrar düşürmeye başlar. [17,19]

Düşük frekans limitinde ve yüksek yoğunluk durumunda iyonlaşma tanımı tekrar yapılabilir. Şekil 3.1.4(b) de tünelleme iyonlaşması olduğu gibi elektrik alan potansiyeli

$$V_E \approx -E_0er \cos(\omega_0 t) \quad (3.1.7)$$

şeklindedir. Burada, E_0 elektrik alanın büyüklüğüdür, t zaman ve ω_0 lazerin açısal frekansıdır. Şekil 3.1.4(b) de gösterilen kesikli çizgileri V_E olarak tanımlıyoruz. Coulomb potansiyeli ve lazer alan potansiyeli birleşirse, birleşen alanın bozulduğunu fark ederiz. Elektron bu durumda artık potansiyele bağlı değildir. Elektronun, Şekil 3.1.4(b) de potansiyel engelinin sağ tarafına doğru geçer.



Şekil 3.1.4 Kuvvetli alandaki farklı iyonlaşma bölgeleri görülmektedir. (a) Multifoton bölgesi. Burada, Coulomb potansiyeli noktali çizgilerle gösterilmektedir. Atom beş ışın soğurarak iyonlaşır. (b) tünel iyonlaşma bölgesi. Burada, lazer alan potansiyeli kesikli çizgi ile, Coulomb potansiyeli düz çizgi ile gösterilmekle birlikte bir engel oluşturmaktadır. Bu bölgede elektron dışına çıkabilmektedir. (c) Engel üzerinde iyonlaşma bölgesini göstermektedir. Burada, Coulomb potansiyelin şekli o kadar bozuktur ki elektron bu bölgeden kaçabilir.

Yukarıda anlatılan güçlü ve zayıf alandaki iyonlaşma limitleri *Keldysh'in parametrelerince* açıklanır. [20,21] Keldysh parametresi aslında, elektronu alıp belli bir zaman içinde potansiyel engeli boyunca dolaştırır. T' yi periyot olarak tanımlarsak, Keldysh parametresi,

$$\frac{T_{tünel}}{T_{lazer}} \quad (3.1.8)$$

şeklinde tanımlanır.

$$\gamma = \frac{T_{tünel}}{T_{lazer}} = \frac{\omega \sqrt{2mI_p}}{eE} = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (3.1.9)$$

Burada, I_p atomun iyonlaşma potansiyelidir ve U_p de bir önceki kısımda anlatılan ponderomotive enerjidir. Ortalama zamanda, bu enerjiyle elektron, lazer alanında ileri geri salınımlar yapar. Denklem (3.0.4) de bulduğumuz U_p değerimizi Denklem (3.1.9) da yerine yazarsak,

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{I_p}{I\lambda^2}} \quad (3.1.10)$$

şeklinde olduğunu rahatlıkla görebiliriz. Burada, λ dalgaboyudur. Şimdi yukarıdaki Şekil 3.1.4' ü Keldysh parametrelerinin limit değerlerine göre tekrar değerlendirelim:

(a) $\gamma \gg 1$ *Multifoton İyonlaşması:*

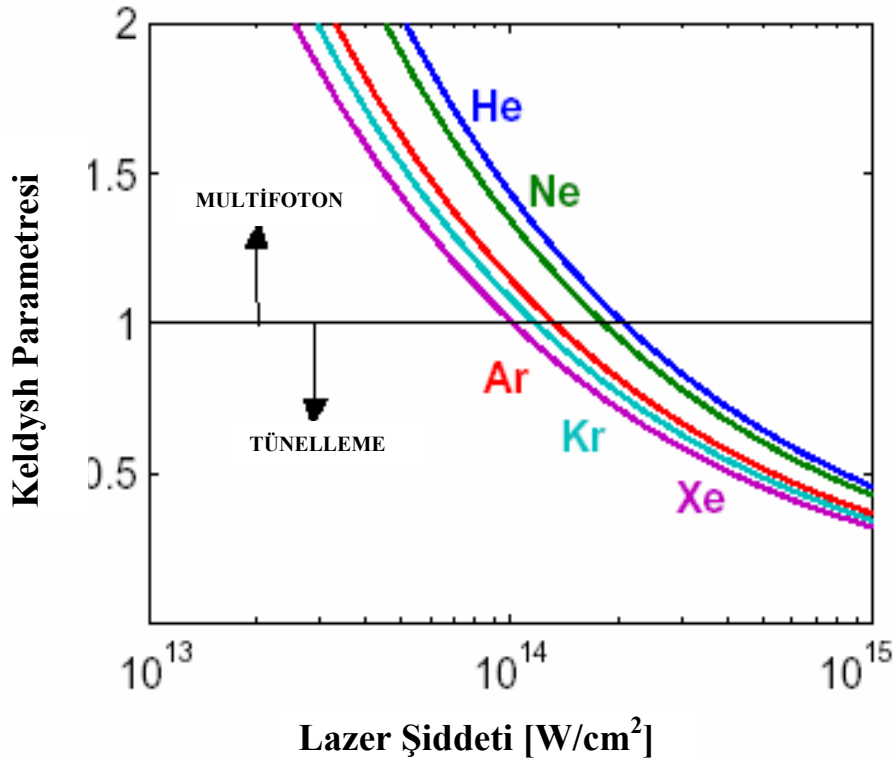
Bu bölgede büyük iyonlaşma potansiyeli hakimdir, yüksek lazer frekansı ve lazer şiddeti 10^{13} - 10^{14} W/cm² mertebeleri arasındadır. Foton soğuran atomlar elektronik seviyelere (gerçek seviyelere) uyarıldıklarında iyonlaşma gerçekleşir. Bu bölgeyi Şekil 3.1.4(a) olarak gösterebiliriz, yani, bu bölgede multifoton iyonlaşması görülür. Böylece bu bölgede foton yoğunluğu önemlidir.

(b) $\gamma \approx 1$ *Tünel İyonlaşması:*

Bu bölgede, düşük frekans ve lazer şiddeti ise 10^{14} - 10^{15} W/cm² mertebesindedir. Bu bölgede bozulan potansiyel engeli, elektronun tünellemesine izin verir Şekil 3.1.4(b). Bu bölgedeki iyonlaşma oranı, engel genişliği ve yüksek şiddet belirler.

(c) $\gamma \ll 1$ Engel Üzerinde İyonlaşma:

bu bölgede lazeri gücü arttıkça, potansiyel engeli daha da düşmektedir ve elektron artık bağımlı değildir Şekil 3.1.4. bu sürece engel üzerinde iyonlaşma denir. Özellikle bu tür iyonlaşmalarda lazer şiddeti 10^{15} W/cm² den daha büyüktür ve iyonlaşma mekanizması daha az dikkat çekerken atımların başlangıcında elektron iyonlaşmış duruma geçer ve lazer-plazma etkileşmesi işlemeye başlar. Elektronlar, 10^{18} W/cm² üstünde lazer alanı yardımıyla görece bir ivmeyle hız kazanır.



Şekil 3.1.5 Keldysh parametresinin lazer şiddetine göre değişimi.

3.2 KLASİK VE KUANTUM MEKANİK MODEL İÇİN HARMONİK ÜRETİM

3.2.1 KLASİK MEKANİKSEL MODEL

Bu kısımda, yüksek harmonik fotonların elektrik alanda salınma sürecinde maksimum enerjiyi klasik kinematik denklemlerimiz yardımıyla tahmin etmeye çalışacağız. Bir önceki kısımda tanımlanmış ponderomotive enerji denklemleriz, klasik mekaniksel olarak yazdığımız denklemlerden biridir. Şimdi, bu denklemleri güçlü lazer alanında serbest elektronun kinematik denklemleri olarak bir kez daha hesaplırsak,

$$F = m \ddot{x} = -eE_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (3.2.1)$$

buluruz. Bu denklemde, m elektronun kütlesi, ω lazer radyasyonunun açısal frekansı, E_0 elektrik alan büyüklüğü, ϕ serbest elektronun faz durumu ve x ise lazer alanında salınan elektronun atom merkezine olan uzaklığıdır. Bu durumda, denklem (3.2.1)'in bir kez integrali alınır,

$$\dot{x} = \frac{-eE_0}{m\omega} [\sin(\omega t + \phi) - \sin \phi] \quad (3.2.2)$$

buluruz. Parçacığın $t=0$ durumunda dinlenme anındaki hareket denklemini elde etmiş olduk. Eğer $\phi = 0$ ' dan farklı ise, Denklem (3.2.2) elektronun net sürüklenme hızı olacaktır.

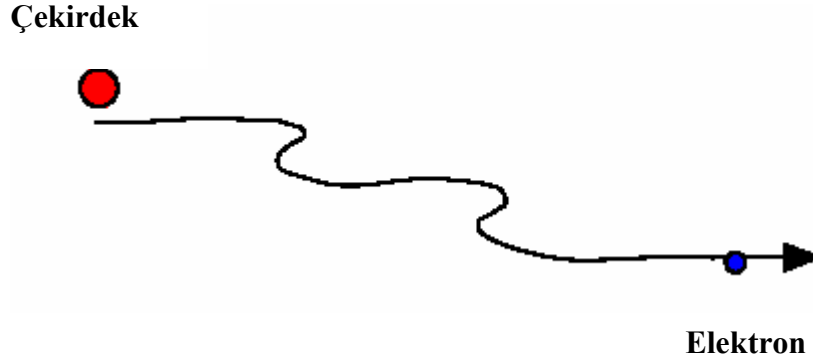
Net sürüklenme olmadığı durumda elektronun kinetik enerjisi veya ponderomotive enerjisi,

$$U_p = \langle K \rangle = \frac{1}{2m} \left\langle \dot{x}^2 \right\rangle = \frac{e^2 E^2}{2m\omega^2} \langle \sin^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{4} \frac{e^2 E^2}{2m\omega^2} \quad (3.2.3)$$

şeklindedir. Bu denklemi lazer alanının şiddet tanımı yapılarak tekrar yazılabilir: Denklem (3.0.5) de tanımlanan eşitliği Denklem (3.2.3) de yerine yazarsak, ponderomotive enerjiyi aşağıdaki gibi tanımlamış oluruz.

$$U_p = \frac{e^2 I}{2m_e \epsilon_0 \omega^2} \quad (3.2.4)$$

Yukarıda verilen bu tanımda, m_e elektronun kütlesi, ε_0 vakumun elektrik geçirgenliği ve c de ışık hızıdır.



Şekil 3.2.1 Atomdan kaçan elektron

Şekil 3.2.1 de, Denklem (3.2.2) için ϕ ' nin herhangi bir pozitif değer aldığı durumdur. Elektrik alanda salınan elektron tekrar çekirdeğe geri dönmez, çünkü elektronun net sürüklenmesi vardır. Diğer taraftan eğer faz ϕ negatif bir değer alırsa sürüklenmeden dolayı elektronun tekrar çekirdeğe dönme olasılığı vardır. Bu durum için Denklem (3.2.2) yi tekrar değerlendirelim:

$$\dot{x} = \frac{-eE_0}{m\omega} [\cos(\omega t + \phi) - \cos \phi] + \frac{eE_0}{m\omega} t \sin \phi \quad (3.2.5)$$

$t = 0$ durumunda parçacık merkezdedir. Bu zamanda parçacık çekirdeğe döndüğünde (örneğin $x = 0$ konumunda) Denklem (3.2.5) sıfırdır ve bu denklem $t > 0$ durumunda ise,

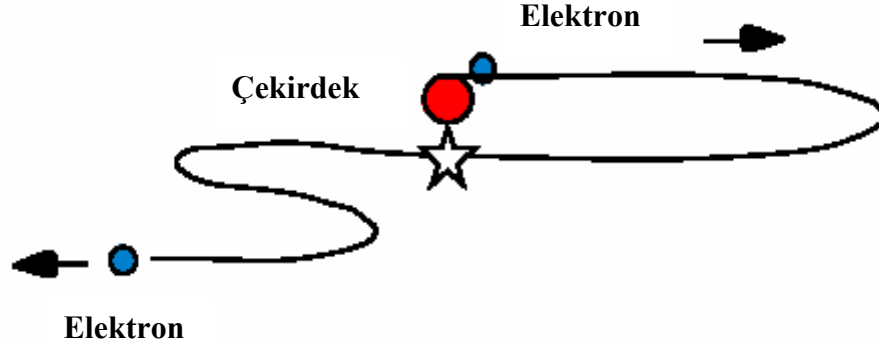
$$[\cos(\omega t + \phi) - \cos \phi] = \omega t \sin \phi \quad (3.2.6)$$

dır.

Bu durumda kinetik enerji tekrar hesaplanırsa,

$$E_{\max} = \frac{1}{2} \dot{x}^2 = \frac{e^2 E^2}{2m\omega^2} [\sin(\omega t + \phi) - \sin \phi]^2 = 2U_p [\sin(\omega t + \phi) - \sin \phi]^2 \quad (3.2.7)$$

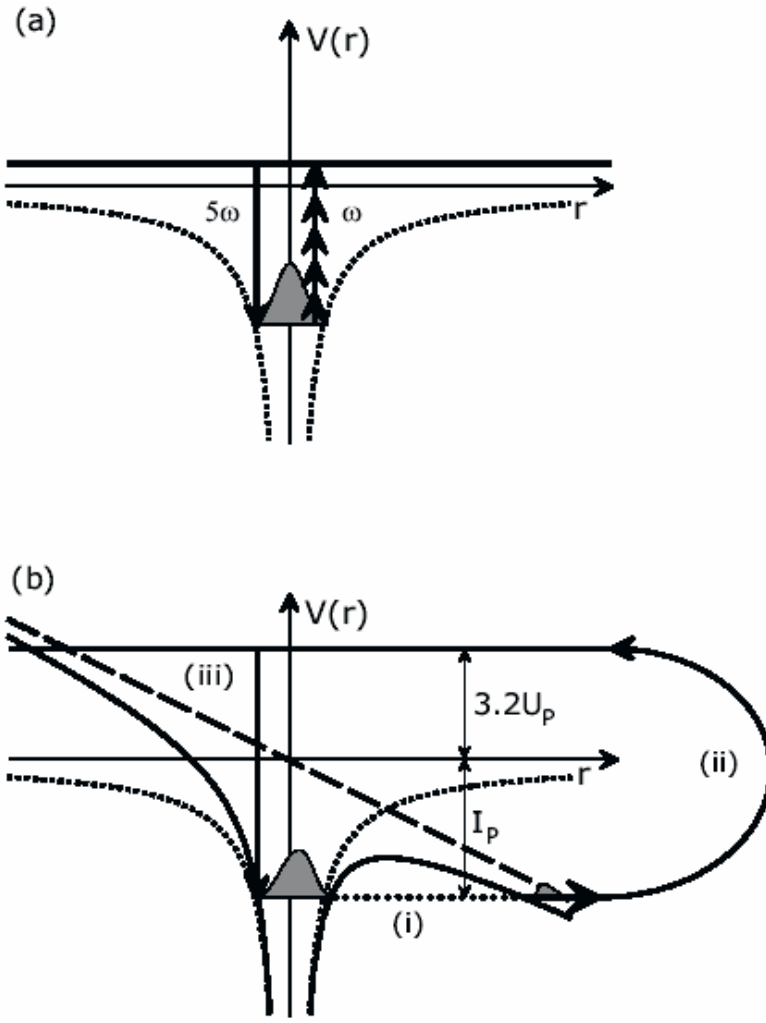
olarak hesaplanır. Bu denklemden elektronların tekrar çekirdeğe dönme durumunda ve tekrar bir soğurma söz konusu olduğunda, elektronlar yüksek harmonik fotonlar yayarlar. Yani, ϕ fazının negatif ve elektronun tekrar çekirdeğe döndüğü durumlar Şekil 3.2.2 de gösterilmiştir.



Şekil 3.2.2 Elektronun tekrar atomik merkeze döndüğü durum ($x=0$ konumunda iken).

Son yıllarda yüksek mertebeden harmonik üretim (HG) multifoton fiziğinin ana başlıklarından biri olmuştur [10]. Atomik gazla kuvvetli lazer alanı etkileşiminde, atom doğrusal olmayan bir yolla tepki verir ve lazer frekansının ürünü olan bağıl radyasyon yayar. Yüksek mertebeden harmonik üretebilmek için ya yüksek frekanslı lazer, örneğin KrF yada düşük frekanslı Ti safir gibi lazer sistemleri kullanılır. Öyle ki tanımladığımız lazer sistemlerinde, lazer frekansı ω , iyonlaşma potansiyelinden çok küçüktür böylece, bu bölgede çok yüksek enerjili ışın üretilir. Sonraki durumda harmonik spektrum tipik bir evrensel şekle sahiptir: İlki birkaç harmonikte azalır, sonra bütün harmoniklerin aynı şiddete sahip oldukları düz bir alan sergiler ve keskin bir bitişle sona erer. Birçok araştırma grubu, harmoniğin, 100 ve 150 eV' a kadar çıkan daha yüksek harmonik üretimi incelemek için bir dizi deney yapmıştır [22]. Bu bölümde, kuvvetli ve zayıf alanlardaki yüksek harmonik üretimi açıklayacağız Şekil 3.2.3.

Zayıf alanda, harmonik üretimi multifoton sürecinde bakılarak anlaşılabilir. Şekil 3.2.3 (a)' ya göre beş düşük enerji fotonu soğurularak elde edilir ve atom mevcut olan seviyelere uyarılır. Bir tek yüksek enerji fotonu salarak, taban enerji seviyesine geri döner. Burada, elektron her zaman bağlı seviyelerdedir ve harmonik üretimde tedirginme kuramı hızlı genlik düşüşünü tahmin eder.



Şekil 3.2.3 Zayıf ve kuvvetli alanlardaki harmonik üretim modeli. (a) zayıf alan modeli. (b) Güçlü alanda Üç Basamak Modeli. Coulomb potansiyeli noktalı çizgilerle, elektrik alan potansiyeli kesikli çizgilerle, birleşmiş alan potansiyelini de düz çizgiyle gösterilmektedir.

Kuvvetli alanda, ilk harmonik mertebedeki genlik düşüşünden sonra, bu bölgeyi geniş düzlükler şekillendirir. Kuvvetli alanda yüksek mertebeden harmonik üretimdeki büyük buluş 1993 de [7,23] üç basamak modeli olarak tanımlandı. Bu modelde, lazer alanındaki elektronun hareketi klasik şekilde hesaplanırken atomik davranışlar, kuantum mekanik sistemleriyle açıklanır. Harmonik üretimin üç basamak modeli Şekil 3.2.3 de görülmektedir.

- (i) Yukarıda açıklandığı gibi atom tünel iyonlaşma süreci ile iyonlaşır.
- (ii) Elektrik alandaki kuvvet. Atomdan uzaktaki elektronu hızlandırır. Elektrik alan değiştiği zaman, zıt yönde bir kuvvet oluşur ve elektron büyük olasılıkla atom yakınına tekrar döner.
- (iii) Elektron atoma yakın olduğu zaman, taban enerji seviyeye doğru yeniden birleşme için kesin bir olasılık vardır. Yakalanan elektron kendi enerjisini foton olarak salar.

Bu üç basamak modeli için gerçekleşen süreçleri teker teker ele alacağız.

3.2.1.1 ÜÇ BASAMAK MODEL

3.2.1.1.1 İYONLAŞMA-1.BASAMAK

Atom alan etkileşmesiyle oluşan elektrik alanın, $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ şeklinde tanımlanır. Elektrik alan zayıf olduğu durumda elektron, tünel boyunca atomun bağlı potansiyelinden kaçar. Lazer elektrik alanı, fotonun Coulomb potansiyeline karşı $e\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{r}$ şeklinde etkin bir potansiyel üretir:

$$V(r,t) = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + e\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{r} \quad (3.2.8)$$

buna karşın Coulomb potansiyeli bu alan tarafından bozulmaya başlar. Bu süreci daha önce vurguladığımız gibi tünel iyonlaşma sürecinin bir davranışıdır. Bu sürecin ilk analitik hesaplamalarını Keldysh [20,24], Hidrojen atomunun güçlü alandaki iyonlaşma oranı ω olarak tanımlanmasıyla aşağıdaki eşitliği, elektrik alanın yarı statik limit değeri için hesaplandı:

$$w_k = \sqrt{6\pi} \frac{I_p}{4\hbar} \left(\frac{eE\hbar}{m^{1/2} I_p^{3/2}} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{4\sqrt{2m} I_p^{3/2}}{eE\hbar} \left(1 - \frac{m\omega^2 I_p}{5e^2 E^2} \right) \right) \quad (3.2.9)$$

Bu denklemden, e elektrik yükü, m kütle, I_p iyonlaşma potansiyelidir.

3.2.1.1.2 YAYILMA-2.BASAMAK

İyonlaşma sürecinden sonra, sadece doğrusal olarak kutuplanmış lazer alanı ile etkileşme davranışı gösterir. Elektronun bu davranışını anlamak için başlangıçta serbest elektronun klasik olarak yazdığımız lazer alanı $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ kullanılarak hızını,

$$v(t) = \int_0^t -\frac{e}{n} E(t) dt + v_0 \quad (3.2.10)$$

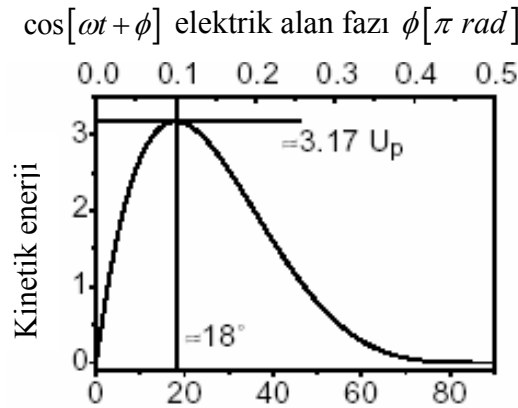
şeklinde yazarız. Elektronun bu durumdaki sürüklenme hızı $v_0 = 0$ ise, ortalama kinetik enerjisini ponderomotive enerji olarak tanımlamıştık. Bu ortalama enerjide yüksek harmonik üretime büyük katkısının olduğunu söyleyebiliriz.

3.2.1.1.3 TEKRAR BİRLEŞME-3.BASAMAK

Elektron ve iyon tekrar birleşmesiyle, elektron fazla olan enerjisini yayar ve lazer alanında elektron dolayısıyla yüksek harmonik fotonlar yayar. Bu enerji,

$$\hbar\omega_n = E_{kin} + I_p \quad (3.2.11)$$

dir. Burada, E_{kin} lazer alanında, elektronun elde edilen kinetik enerjisi ve I_p iyonlaşma potansiyelidir. Bu durumda elde edilebilecek maksimum kinetik enerji $3.17U_p$ dır Şekil 3.2.4.



Şekil 3.2.4 Elektronun lazer alanında çeşitli faz durumları için verilen maksimum kinetik enerjisi [24]

Elektronun bu şekilde iyonlaşmasıyla elde edilen en yüksek enerji seviyesinde harmonik fotonlar üretilir. Örneğin, deneysel olarak gerçekleştirilmiş yüksek harmonik X-ışını spektrumunda elde edilen enerji

$$\hbar\omega_n = 3.17U_p + I_p \quad (3.2.12)$$

olarak hesaplanmış olup bu değer, Şekil 3.2.5 de gösterildiği gibi yüksek harmonik üretimde “kesinti noktası” yasası diye tanımlanır.



Şekil 3.2.5 Yüksek harmonik spektrum

Harmonik üretimin spektrumu düşünüldüğünde en ilginç sorulardan biri, kesinti yeri ile ilgilidir. Açıkçası bu, olası uygulama bakımından çok önemli bir sorudur. Kesinti noktasının yeri, harmonik üretim olabilmesi için en yüksek frekans durumunda nihai bir limit durumu söz konusudur. Bu nokta düzlük bitiminde oluşmaktadır. Bu düzlükte lazer alanı tarafından üretilen elektron enerjisi çok yüksektir.

Krause ve *çalışma arkadaşları* sayısal hesaplamalarında [25], $3.17U_p + I_p$ gibi basit ve evrensel bir formül sunar. Bu yaklaşımla düzlüğün sonundaki maksimum enerjiyi bu formül ile tanımlamıştır. Bir önceki kısımda tanımladığımız U_p ponderomotive enerji, yani lazer alanındaki serbest elektron tarafından elde edilen kinetik enerji anlamındadır ve I_p de iyonlaşma potansiyelidir. Bu durumda, harmonik spektrumun kesinti noktasında yüksek mertebeden harmonik üretim meydana gelir [11].

$$E_{\max} \approx \frac{3U_p + I_p}{\omega} \quad (3.2.13)$$

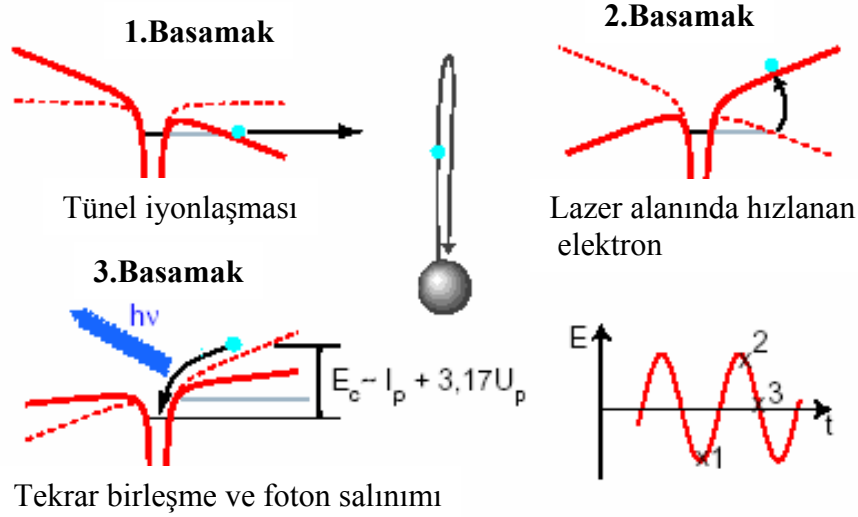
Denklem (3.2.13) de verilen bağıntı, yarı klasik yaklaşım kullanan Kulander *ve çalışma arkadaşları*, Corkum [7] tarafından deneysel ve kuramsal olarak üretilmiştir. Bu modelde elektronlar, lazer alanı ve atomik potansiyel [37] tarafından oluşturulan engelde, tünel boyunca ilerleyerek geçer ve sıfır sürüklenme hızı ile sürekli seviyelerde gözlenir. Dolayısıyla, bu alandaki salınımlar klasik bir davranış sergiler. Sadece çekirdeğe dönen elektronlar nötr durumda yeniden birleşerek harmonik salınım yapabilir. Klasik benzeşimlerde [25], elektronlar çekirdeğe döndüğü durumda, alandaki serbest elektronlar tarafından maksimum kinetik enerjiye sahip olunacağı gösterilmiştir. Böylece, salınan elektronlar maksimumu kinetik enerjisi $3.2U_p$ dir. Elektronların salınmasıyla oluşan harmonik üretimin baskın etkisi; (i) çekirdeğe döner, (ii) sıfır hızla, sürekli seviyelerde görünür, ve (iii) son olarak, dönüş zamanında verilen harmoniği üretmek için uygun bir kinetik enerjiye sahip olması gerekir (üç basamak model). Bu klasik yaklaşım, harmonik üretim sürecini kontrol edebilmek amacıyla birinin lazer alanındaki serbest elektronların hareketini kontrol etmek için çalışması gerekeceğini gösterir. Elektron yörüngelerini düzgün bir şekilde şekillendirmek bize birçok büyüleyici olanak sunar, örneğin, yüksek frekans atımı femtosaniye gibi bir sürede oluşması gibi.

Referans [27] da verilen güçlü alan bölgesindeki düşük frekanslarda harmonik üretim ile ilgili deneysel bilgiler ve hesaplamalar makroskopik yaklaşımda tek atom için değerlendirilmiştir. Bu makalede, Neon atomu için harmonik üretimin düzenli ölçümü, kısa atımlı düşük frekans uygulanarak kullanılmıştır. Deneysel olarak kesinti noktası için hesaplanan enerji yaklaşık olarak $2U_p + I_p$ olarak bulundu, bu yüzden tek atom kuramında [7,25,28] bu enerji umulandan düşük seviyededir. Tünelleme limitinde formüle edilen harmonik üretimin analitik ve kuantum mekaniksel anlatımı geçerlidir. Tek atom kesinti noktası tahmini ile deneysel sonuçlar arasındaki fark, merkez geometrisinin [27] saçılma sonuçlarının [29] etkileri açıklanarak izah edilmiştir. Dolayısıyla, teorik ve deney arasında bir uyumluluk sağlanmıştır.

Bu modelden anladığımız üzere yüksek harmonik üretimi sadece doğrusal kutuplanan lazerlerde etkilidir. Elektronlar lazer alanında uygulandıktan sonra yeniden foton salabilmesi için atoma yaklaşmak zorundadır. Eğer lazer alanının eliptik olarak kutuplandığını düşünersek elektron atomla asla buluşamaz ve harmonik üretim gerçekleşmez [30].

Özellikle doğrusal olarak kutuplanan lazer alanında bu modelin daha iyi sonuç vermesi halinde, eliptik olarak kutuplanan alanlarda yada monokromatik (tek renkli) zamana bağlı kolay bir şekilde harmonik üretimin gerçekleşmediğini söylemiştik. Buna karşın son yıllarda

yapılan çalışmalarda, [32,33] düzlüklerin oluşumundaki harmonik üretimin önemi vurgulanmaktadır.



Şekil 3.2.5 Bu şekil üç basamak modelin bir özeti niteliğindedir. Birinci basamakta iyonlaşan elektron, tünellenir. İkinci basamakta elektron güçlü lazer alanı yardımıyla hızlanır. Salınan elektronların tekrar birleşmesiyle maksimum kinetik enerjisi $3.17U_p$ değeriyle, elektron iyonlaşır (3.basamak). Böylece, kesinti noktası tanımlanan harmonik fotonun maksimum enerji noktasını tayin etmiş oluruz.

3.2.2. KUANTUM MEKANİKSEL MODEL

Tamamen yüksek mertebeden harmonik üretimi anlayabilmek için Schrödinger ötesinde atomik dalga denklemleri daha öğretici durumdadır. Kuantum mekaniksel yüksek harmonik üretimin analitik kuramı Lewenstein ve çalışma arkadaşları [10] tarafından üretilmiştir. Lewenstein kuantum mekaniksel olarak açıkladığı harmonik üretimde, foton enerjisiyle salınan alan atomik potansiyelden daha küçüktür.

Eğer elektrik alanın yönü değişirse ve taban enerji seviyesinde tekrar birleşen ve elektron dalga paketinin bir kısmı çekirdeğe doğru yaklaşırsa, elektronun dalga paketi sürekli seviyelere doğru kaçar. Böylece, elektron dalga paketi atım tarafından elde edilen kinetik enerji foton üretimine karşılık gelir. Bu yaklaşımda, Lewenstein ve çalışma arkadaşları bağlı seviyelerden gelen katkıyı ihmal eder. Bu modeldeki diğer basit varsayımlar şunlardır:

- i. Sadece bağılı seviyeler ve sürekli seviyeler dalga paketini temsil eder.
- ii. Sürekli seviyelerde elektron, V_{atomik} potansiyelin olmadığı bir elektrik alanda serbest parçacık gibi hareket eder.
- iii. Dalga fonksiyonunu hızlanması $\langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle$, Fourier dönüşümü yüksek harmonik salınım spektrumu tarafından bulunur.

Lewenstein ve çalışma arkadaşları, klasik modelin verdiği görüşler yardımıyla kuantum mekaniksel bir yaklaşım ile yüksek harmonik üretime yeni bir bakış açısı getirmiştir. Bir sonraki bölümde kuramsal olarak yüksek mertebeden harmoniklerin elde edilmesini ve bu yöntemleri tanıtarak, analitik hesaplamalarımızı *Güçlü Alan Yaklaşıklığı* altında oluşturacağız.

3.3. GÜÇLÜ ALANDA HESAPLAMA TEKNİKLERİ

Güçlü lazer alanı ile atom etkileşmesi sonucunda zamana bağılı Schrödinger dalga denklemlerinin çözümleri gereklidir. Başlıca bu yöntemler; zaman bağılı Schrödinger dalga denklemlerinin çözümleri, Floquet açılım tekniği, Güçlü alan yaklaşıklığı ve bütün bunlara ek olarak uygun bir çok yaklaşım tekniği kullanılarak yüksek mertebeden harmonik üretim spektrum özellikleri, gerekli analitik hesaplamalar ile açıklanabilir.

3.3.1 FLOQUET TEKNİĞİ

Harmonik üretimin tedirginme olmamış oranları ve multifoton iyonlaşma oranları bir elektronlu atom için Floquet-Stumian yöntemi [34] kullanılarak elde edilmiştir. Bu yöntem, multifoton süreçlerinin yarı-klasik yaklaşımlarından bir tanesidir. Bu teknikte kullanılan dalga fonksiyonları, dipol yaklaşıklığı kullanılarak yazılmıştır.

Atomun güçlü alanda uyarılma ve iyonlaşma dinamiği zamana bağılı özdeğer problemi olarak tanımlanır [31,35]. Floquet tekniğinde periyodik öz fonksiyonlar için Hamiltonyen,

$$H = H_0 + \sum_{N \neq 0} H_N \exp(-iN\omega t) \quad (3.3.1)$$

ve öz fonksiyonları da ,

$$\Psi(t) = \exp(-iXt/\hbar) \sum_N \exp(-iN\omega t) \Psi_N$$

(3.3.2)

olarak tanımlanır. Bütün bunlar zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminde yerine yazılarak ve hız ayar dönüşümü uygulanarak [34],

$$(X + N\omega\hbar - H_0)\Psi_N = V_+ \Psi_{N-1} + V_- \Psi_{N+1} \quad (3.3.3)$$

bulunur. Burada \mathbf{A} vektör potansiyelidir.

$$V_+ = \frac{-e}{2mc} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} \quad (3.3.4)$$

olarak tanımlanır. Denklem (3.3.3), lazer-atom sisteminde quasi-enerji seviyeleri olarak tanımlanır ve karmaşık X fonksiyonu ise sistemin iyonlaşma oranını verir. Öz fonksiyonların sağladığı fotoelektron enerjisi spektrumu ve zamana bağlı dipol moment sistemin foton-salma spektrumu ile bağlantılıdır [21]. Floquet yönteminde periyodik Hamiltonyene başvurulur.

3.3.2 ZAMANA BAĞLI SCHRÖDİNGER DALGA DENKLEMİNİN DOĞRUDAN İNTEGRASYONU

zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminin doğrudan çözüm yöntemleri için multifoton süreçlerinin genel tanımlarından yararlanılır [36]. Bu yöntemle nümerik olarak kesin sonuçları elde etmek için elektronların, uyarılma ve iyonlaşma oranlarını, fotoelektron enerjilerini, açısal dağılımlarını analiz etmek gerekir. Zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminin açık çözümlerini üretebilmek için keyfi atım şekillerine ve uyarılma dinamik kuramına ihtiyaç vardır. Atomların multifoton durumlarında, tek elektronun etki potansiyeli için hesaplamaların limit değeri alınır. Bu yaklaşıma *tek aktif elektron yaklaşımı* denir [26].

3.3.3 VOLKOV DURUMU

Serbest elektron ile lazer alan etkileşmesi ve bu alanda hızlanan serbest elektron için dalga fonksiyonu,

$$\Psi_V(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-\frac{i}{2m\hbar} \int^t \left[\hbar\mathbf{k} - \frac{e}{c}\mathbf{A}(t')\right]^2 dt'\right) \exp(i[\mathbf{k} - e\mathbf{A}(t)/\hbar c] \cdot \mathbf{r}) \quad (3.3.5)$$

dir. Burada $v = \hbar\mathbf{k}/m$ elektronun sürüklenme hızı, $\mathbf{A}(t) = \int^t \mathbf{E}(t')dt'$ alanın vektör potansiyelidir ve $\Psi_V(\mathbf{r}, t)$ Volkov dalga fonksiyonu olarak tanımlanır. Doğrusal kutuplanmış alanda, kutuplanma yönündeki $\alpha_0 = e\hbar\mathbf{A}/(mc\omega)$ şeklinde elektron salınır.

3.3.5 GÜÇLÜ ALAN YAKLAŞIKLIĞI

Güçlü lazer alanında bağımsız Schrödinger dalga denklemi bir çok çözüm yöntemi kullanabiliriz, fakat bunun analitik bir yöntem olduğunu unutmamak gerekir. Güçlü alan yaklaşıklığında atomun taban enerji seviyesi dışında bütün bağlı seviyeler ihmal edilir. Bu yöntemde kullanacağımız iki önemli özellik; Tünelleme bölgesinde $\gamma \ll 1$, ve yarı statik limit ($\omega \rightarrow 0$) dır. Bu tünelleme bölgesinde kullanılan güçlü alan yaklaşıklığında, iyonlaşmanın meydana gelmesi için tünel boyunca Coulomb engeli lazer elektrik alan tarafından bozular. Elektronun başlangıç dalga fonksiyonu (çekirdek yakınında) ve yarı statik alandaki elektronun hareketini tanımlayan dalga fonksiyonunu tanımlarız. İkinci yaklaşım olarak \hat{S} saçılma matris yöntemiyle [37] bağlı seviyeler için elektronik dalga fonksiyonu hesaplanır. Diğer taraftan, son seviyeler yani elektronun sürekli olarak tanımladığımız seviyeleri, lazer alanında serbest elektronun hareketi için *giydirilmiş dalga fonksiyonları* tanımlanır; örneğin, giydirilmiş dalga fonksiyonları Volkov seviyeleri olarak bilinir, Denklem (3.3.5). buna bağlı olarak \hat{S} saçılma matrislerini başlangıç seviyelerin giydirilmesiyle v son seviyeler için salınan alan kullanılarak elde edilir.

Bir diğer yöntem ise serbest elektronun matris elemanları ile uyuşan dipol matris elemanlarının sürekli seviyelerdeki açılımı içerir [38]. Güçlü alan yaklaşıklığının son şekli, elektronik dalga fonksiyonu $b(\mathbf{p})$ ile verilir:

$$b(\mathbf{p}) = i \int_0^{t_F} dt \mathbf{d}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}(t)/c) \cdot \mathbf{E}(t) \exp(-iS(t_F, t)/\hbar) \quad (3.3.6)$$

Burada, $\mathbf{d}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}(t))$ başlangıç bağlı seviyelerden sürekli seviyelere geçen elektronun dipol matris elemanıdır ve $\mathbf{p} - e\mathbf{A}(t)/c$ ise elektronun kinetik momentumudur., ve

$$S(t_F, t) = \int_0^{t_F} dt' \left[\frac{(\mathbf{p} - e\mathbf{A}(t)/c)^2}{2} + I_p \right] \quad (3.3.7)$$

şeklindeki $S(t_F, t)$ ise elektronun tekrar t zamanında sürekli seviyelerde oluşması için yarı-klasik harekettir. Denklem (3.3.6), güçlü alan yaklaşıklığının bir özetidir. Bir sonraki bölümde güçlü alan yaklaşıklığı kullanılarak harmonik üretimine kuramsal açıklama getirilecektir.

4. YÜKSEK MERTEBEDEN HARMONİK ÜRETİMİN KURAMSAL AÇIKLAMASI

Yüksek mertebeden harmonik üretiminde üç basamak modeli ile kuantum mekaniksel teknikler bir önceki kısımda açıklanmıştı. Bu bölümde, güçlü alan yaklaşıklığı yöntemi kullanılarak, zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminin çözümleri yardımıyla dipol moment matris elemanları kullanılarak yüksek mertebeden harmonik spektrum özellikleri tartışılacaktır. Güçlü lazer alanı ile bir elektronlu atomik sistemlerin etkileşmesi sonucunda dipol olmayan ve görelî olmayan etkilerin kuantum mekaniksel bir pencereden değerlendirilecektir.

Elektronun bu güçlü alandaki hareketi için yüksek mertebeden harmonik üretimin özelliklerini anlamamıza olanak sağlanacaktır. Hesaplamalarımızı iki bölümde inceleyebiliriz:

- i. Tek bir atomun kuvvetli lazer alanında kuantum mekaniksel davranışına getirilen tanımlama
- ii. Bu tek atomun elektromanyetik alandaki hareketini Maxwell dalga denklemleriyle hesaplanması.

4.1 MİKROSKOPİK TANIMLAMA

Güçlü lazer alanındaki yarı bağlı elektronlar, harmonik radyasyon alanında salınım hareketi yaptığı için elektronun bu hareketini hesaplamamız gerekecektir. Dolayısıyla biz bu hareketi zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminde tanımlarız. Ayrıca, kuvvetli lazer alanında ışın şiddeti o kadar yüksektir ki alanın kuantum mekaniksel tanımı yeteli olmaz. Bu yüzden alan ve atom etkileşiminde atomun kuantize edildiği klasik bir yaklaşım ile hesaplanır ve radyasyon alanına Maxwell denklemleriyle klasik olarak bir yaklaşım getirilir.

Yüksek mertebeden harmonik üretimin kuantum mekaniksel bir yaklaşımla bir çok kuramsal çalışmanın kaynağı olmuştur [39,40]. Bu kuramda, güçlü alan yaklaşıklığına dayanır ve daha önce bahsedildiği gibi, alandan ayrılan elektron etkileşiminin, çekirdekle birleşmesinden çok daha güçlü olduğunu kabul eder ve böylece, ikinci durum önemsenebilir. Bununla birlikte, harmonik üretimi açıklamak için, düşük frekanstaki lazer alanlarını tıpkı seviye üzerinde iyonlaşma (ATI) ve multifoton iyonlaşmasını oluşturan diğer süreçlerle günümüz anlayışının temelini oluşturmaktadır.

Güçlü lazer alanında, elektron çekirdekte uzaklaştıkça hem elektrik alan hem de manyetik alan bileşenlerince ivme kazanır. Manyetik alan bileşeni yayılma yönüne doğru

yörüngeyi değiştirme eğilimindedir, eğer çekirdekten sıfır hızla ayrılmış ise elektron asla çekirdeğe geri dönmez. Yayılma yönündeki sürüklenme Lorentz kuvveti tarafından, dalga paketinin genişliğine karşılık gelir ve yüksek mertebeden harmonik üretimindeki deneylerde kullanılan dalgaboyları ve şiddetler göz ardı edilmiştir. Bu koşullar altında, Lorentz kuvvetinin hesaba alınmasına gerek yoktur ve güçlü lazer alanındaki bağlı elektronlar dipol yaklaşımı ile tanımlanır. Ancak, yüksek şiddetlerde sürüklenme ihmal edildiği için dipol yaklaşıklılığın geçerliliği sona erer.

Yapılan son çalışmalarda atom-güçlü alan etkileşiminde foton salınmasıyla [39] lazer alanının manyetik alan bileşen etkisinin dipol yaklaşıklılığı için yeterince küçük fakat görelilik için yeterince büyük olmadığından “görelilik olmayan ve dipol olmayan” bu durum kuramsal hesaplamalarımızda önem kazanır.

4.1.1 DİPOL OLMAYAN VE GÖRELİ OLMAYAN ETKİLER

Multifoton süreçlerinin çoğu kuramsal çalışmalarda, lazer-atom etkileşmelerinin içerildiğini ve bu etkileşmelerde görelilik etkileri ihmal ettiğimizi varsaydığımızın nedenlerini geçen bölümde belirtmiştik. Lazer alanındaki dipol yaklaşımı ile homojen uzaydaki vektör potansiyelimiz $A(t)$ dir. Lazer alanının elektrik alan bileşeni, $\epsilon(t) = \frac{dA(t)}{dt}$ ile verilirken, manyetik alan bileşeni yoktur, çünkü $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{0}$ dir. Süper yoğun lazer alanında, atom ve lazer alanının etkileşmesinde görelilik olmayan ve dipol olmayan kuantum etkilerini araştırdığımıza göre, işe bir elektron için zamana bağlı Schrödinger dalga denklemi, $\hat{\mathbf{k}}$ boyunca doğrusal kutuplanmış lazer alanında yazarak başlarsak;

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2} [-i\nabla + \mathbf{A}(\eta)]^2 + V(\mathbf{r}) \right\} \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.1)$$

buluruz. Burada $V(\mathbf{r})$ elektronun bağlı potansiyeli, $\mathbf{A}(\eta)$ ise vektör potansiyelidir. Lazer alanında vektör potansiyeli ise aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\mathbf{A}(\eta) = \hat{\epsilon}(\epsilon/\omega) \sin^2(\eta/4) \sin(\eta) \quad (4.1.2)$$

$\eta = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}/c$ olarak verilirken, atımın dalgaboyu ise $\lambda = 2\pi c/\omega = 800 \text{ nm}$ olarak hesaplanır. Bu aşamada, $\hat{\epsilon}$ ve $\hat{\mathbf{k}}$ yayılma yönündeki çizgisel kutuplanma vektörüdür.

Elektron dinamiğinde lazer alan bileşeni manyetik alan etkisi, uzun dalgaboyu ve görelilik olmayan bölgedeki hesaplamalarımızda kullandığımız vektör potansiyelimiz $A(\eta)$ 'yi Taylor serisi yöntemi kullanılarak seriye açılırsa,

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(z_0)(z-z_0)^n}{n!} \quad (4.1.3)$$

$z = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} / c$ ve $z_0 = \omega t$ olarak tanımlayıp yukarıdaki Taylor seri açılım tanımını kullanarak,

$$A(\eta) = \frac{A^0(\omega t)(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} / c)^0}{0!} + \frac{A^1(\omega t)(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} / c - \omega t)^1}{1!} + \dots \quad (4.1.4)$$

buluruz. Yukarıdaki denkleminizde sadece ilk iki terim bize yeterli olacağı için diğer kalan terimleri ihmal edebiliriz. Böylece,

$$A(\eta) \approx A(\omega t) - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}{c} \frac{d}{dt} A(\omega t) \quad (4.1.5)$$

şeklinde bir ifade elde etmiş olduk. Bu aşamada, elektrik alanının \mathbf{E} ve vektör potansiyeli $A(\eta)$ 'yi birbiri cinsinden yazabilmek için skaler potansiyeli vektör potansiyeller cinsinden yazabildiğimizi hatırlayarak,

$$\mathbf{E}(\omega t) = -\nabla \phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (4.1.6)$$

yazabiliriz. Bu durumda, skaler bir potansiyelimizin olmadığını düşünürsek $\nabla \phi = 0$ olduğu durumda Denklem (4.1.6)'yi Denklem (4.1.5) de yerine yazarsak,

$$A(\eta) \approx A(\omega t) - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}{c} \mathbf{E}(\omega t) \quad (4.1.7)$$

şeklinde bulmuş oluruz. Denklem (4.1.7)'yi kullanarak zamana bağlı Schrödinger dalga denklemini tekrara yazalım:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2} \left[-i\nabla + \mathbf{A}(\omega t) + \frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}}{c} \mathbf{E}(\omega t) \right]^2 + V(\mathbf{r}) \right\} \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.8)$$

Yukarıdaki denklemimizde bazı matematiksel işlemler yaparsak,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{1}{2} [-i\nabla + \mathbf{A}(\omega t)]^2 + \frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}}{c} [-i\nabla + \mathbf{A}(\omega t)] \cdot \mathbf{E}(\omega t) - \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}}{c} \right)^2 E^2(\omega t) + V(\mathbf{r}) \right) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.9)$$

bulunur. $V(\mathbf{r})$ atom ve iyon çekirdeği arasındaki etkileşme potansiyelidir. Yukarıdaki açılımda iki dipol olmayan etki rahatlıkla görülüyor; birincisi $\nabla \cdot \mathbf{E}(\omega t)$ manyetik kuadropol terimi ve manyetik dipol geçişlerini tanımlar, ikincisi ise $\mathbf{A}(\omega t) \cdot \mathbf{E}(\omega t)$ manyetik alan tarafından meydana gelen ve yayılma yönünün sürüklenmesinden gelen katkıdır ve yüksek lazer şiddetinde iyonlar tarafından fotonların salınma etkilerini de tanımlar. Denklem (4.1.9) da görülen $1/c^2$ terimi görelî bölgeye girdiği için bizim görelî olmayan zamana bağlı Schrödinger dalga denklemimizde $1/c^2$ ’li terimleri ihmal ederiz. Bu durumdaki dalga denklemimiz,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ \frac{1}{2} [-i\nabla + \mathbf{A}(\omega t)]^2 + \frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}}{c} [-i\nabla + \mathbf{A}(\omega t)] \cdot \mathbf{E}(\omega t) + V(\mathbf{r}) \right\} \quad (4.1.10)$$

şeklini alır.

Yukarıda görülen Hamiltonyende, $\nabla \cdot \mathbf{A}(\omega t) = 0$ terimi Coulomb ayar dönüşüm özelliğinden dolayı sıfırdır. Daha önce anlattığımız gibi yüksek şiddetlerde sürüklenme ihmal edildiği için dipol yaklaşıklığın geçerliliği sona erer ve atom-güçlü alan etkileşiminde foton salınmasıyla lazer alanının manyetik alan bileşen etkisinin dipol yaklaşıklığı için yeterince küçük fakat görelî tanım için yeterince büyük olmadığından “görelî olmayan ve dipol olmayan” bu durum kuramsal hesaplamalarımızda önem kazanır.

İlk bölümde tanıtılan ayar dönüşüm fonksiyonlarından uzunluk ayar dönüşümü kullanalım:

$$\Psi_L(\mathbf{r}, t) = \exp[i\mathbf{A}(\omega t) \cdot \mathbf{r}] \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.11)$$

Bu durumdaki Hamiltonyen,

$$\hat{H}_L = \hat{T}_L \hat{H} \quad (4.1.12)$$

Dolayısıyla, Denklem (4.1.10) için uygulanan ayar dönüşümü sonucunda elde ettiğimiz zamana bağlı Schrödinger dalga denklemi,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi_L(\mathbf{r}, t) = \left\{ -\frac{1}{2} \nabla^2 + \left[\mathbf{r} - i \frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}}{c} \nabla \right] \cdot \mathbf{E}(\omega t) + V(\mathbf{r}) \right\} \Psi_L(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.13)$$

şeklindedir.

Dipol olmayan zamana bağlı bu dalga denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi_L(\mathbf{r}, t) = H(t) \Psi_L(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.14)$$

Burada, $H(t) = H_0 + H_{\text{int}}$ yani toplam Hamiltonyenimiz: atomik Hamiltonyen ve etkileşme terimlerinin toplamı olarak yazılır:

$$H_0 = -\frac{1}{2} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \quad (4.1.15)$$

$$H_{\text{int}} = \left[\mathbf{r} - i \frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}}{c} \nabla \right] \cdot \mathbf{E}(\omega t) \quad (4.1.16)$$

Atom veya iyon için H_0 ' ın başlangıçtaki öz durumlarını $\phi_0(\mathbf{r}, t) = \phi_0(\mathbf{r}) \exp(I_p t)$ olarak tanımlayalım; burada, I_p iyonlaşma potansiyelidir. Uzunluk ayar dönüşümü kullanılarak elde ettiğimiz Schrödinger dalga denklemi olan Denklem (4.1.13)' ün çözümleri bize zamana ve konuma bağlı Lippmann-Schwinger denklemlerini verir. Bu denklem, $H(t)$ ye bağlı Green fonksiyonlarını, $G^+(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$, içerir. Güçlü alan yaklaşımında Lewenstein ve *çalışma*

arkadaşları [41], toplam Green fonksiyonları $G^+(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$, Hamiltonyene bağlı Volkov Green fonksiyonlarıyla yer değiştirir. Lippmann-Schwinger dalga fonksiyonu,

$$\Psi_L = \phi_0(\mathbf{r}, t) + \int dt' \int d\mathbf{r}' G^{(+)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') H_{\text{int}} \phi_0(\mathbf{r}', t') \quad (4.1.17)$$

şeklinde tanımlandıktan sonra yukarıda zamana ve konuma bağlı olan Lippmann-Schwinger denkleminde serbest alanda tanımladığımız elektronlar arasındaki Coulomb potansiyelini $V = 0$ olduğunu düşünerek hesaplamalarımızı yaparsak; Denklem (4.1.17)'nin ilk terimi potansiyele bağıllığı ifade eder ve ikinci kısımdaki $G^+(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ 'in bu potansiyelden bağımsız olması durumundaki Lippmann-Schwinger denklemini aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\Psi_L \approx \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r}' G^{(+)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') H_{\text{int}} \phi_0(\mathbf{r}', t') \quad (4.1.18)$$

4.1.2 GÜÇLÜ ALAN YAKLAŞIMINDA ZAMANA BAĞLI DİPOL MOMENT

Bu kısımda, güçlü lazer alanı için sistemin toplam dipol momentini yazmaya çalışacağız.

Toplam dipol moment açılımında ilk terimi d_s , ikinci terime d_a , üçüncü terimi d_e ve son terimi ise d_{c-c} olarak tanımlarsak,

$$d(t) = d_s(t) + d_a(t) + d_e(t) + d_{c-c}(t) \quad (4.1.19)$$

yazabiliriz.

Burada, $d_s(t)$ olarak tanımladığımız dipol moment başlangıç ve son seviyeler için küresel potansiyelin varlığında yazılır ve bizim hesaplamalarımızda bu kısmı ihmal ederiz. $d_{c-c}(t)$ dipol moment kısmı ise sürekli seviyelerdeki harmonik foton salınımıyla ilgilidir ve bizim yazacağımız dipol moment tanımında sürekli seviyeler arasındaki geçişlerden gelen katkıları ihmal ederiz. $d_a(t)$ terimi t' zamanında lazer-atom etkileşmesinden sonra fotonların alan tarafından soğurulur, bu da yüksek harmonik fotonların yayılması sırasında son seviyeye bir geçiş söz konusudur. Son olarak, $d_e(t)$ dipol moment terimi ise $d_a(t)$

durumdaki zamanın tam ters koşulları söz konusudur. Denklem (4.1.19) da $d_a(t)$ ' nin kompleks eşleneği $d_e(t)$ dir [42]. Dolayısıyla bizim bu modelde zamana bağlı dipol momenti,

$$d(t) \simeq d_a(t) + c.c \quad (4.1.20)$$

şeklindedir.

Harmonik üretim için bizim modelde, dipol momentini lazer-atom etkileşmesi için aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz;

$$d(t) \simeq \langle \phi_0(\mathbf{r}, t) | \mathbf{r} | \Psi_L(\mathbf{r}', t') \rangle + c.c \quad (4.1.21)$$

bu ifadenin açılımında Denklem (4.1.18) deki Lippmann-Schwinger denklemi ile H_0 ' ın çözümleri olan $\phi_0(\mathbf{r}, t)$ öz durumlarını kullanırsak,

$$d(t) \simeq - \int_{-\infty}^t dt' \int dr dr' \phi_0^*(\mathbf{r}, t) r G^{(+)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') H_{\text{int}} \phi_0(\mathbf{r}', t') + c.c \quad (4.1.22)$$

buluruz. Burada $G^+(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ Volkov Gren fonksiyonları olarak tanımlanır:

$$G^{(+)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = -i\theta(t-t') \int dp \Psi_p^L(\mathbf{r}, t) [\Psi_p^L(\mathbf{r}', t')]^* . \quad (4.1.23)$$

Bu denklemde, $\theta(\tau)$ basamak fonksiyonudur. Bu basamak fonksiyonunun değeri, $\tau > 0$ ise $\theta(\tau) = 1$ ve $\tau < 0$ ise $\theta(\tau) = 0$ dır. Bu durumda, $\Psi_p^L(\mathbf{r}, t)$ fonksiyonun, zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminin bir çözümü olduğunu düşünürüz. Tekrar Schrödinger dalga denkleminde dönersek, $V=0$ olduğu durumdaki görelili olmayan ve dipol olmayan etkilerin bir sonucu olan $\Psi_p^L(\mathbf{r}, t)$ Volkov dalga fonksiyonları elde etmiş oluruz. Dolayısıyla, $\Psi_p^L(\mathbf{r}, t)$ ' yi,

$$\Psi_p^L(\mathbf{r}, t) = \exp\left(\frac{i}{c} \left[-\nabla \cdot \mathbf{A}(\omega t) + \frac{1}{2} A^2(\omega t) \right] \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}\right) \Psi_p'(\mathbf{r}, t) \quad (4.1.24)$$

olarak tanımlarız.

Burada, $\nabla \cdot \mathbf{A}(\omega t)$ ve $\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}$ ' nin komüt olduğu görülüyor. Bu durumda, Hamiltonyen işlemcisi ile momentum işlemcisinin komüt olmasından dolayı zama bağlı Schrödinger dalga denklemini aşağıdaki şekilde kolayca sonuçlandırabiliriz:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi'_p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left(-i\nabla + \mathbf{A}(\omega t) + \frac{1}{c} \left[-\nabla \cdot \mathbf{A}(\omega t) + \frac{1}{2} A^2(\omega t) \right] \hat{\mathbf{k}} \right)^2 \Psi'_p(\mathbf{r}, t). \quad (4.1.25)$$

Uzunluk ayar dönüşümünde yazdığımız zama bağlı Schrödinger dalga denklemine uygun $\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)$ bir momentum tanımlarsak,

$$\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) = \mathbf{p} + \mathbf{A}(\omega t) + \frac{1}{c} \left[\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}(\omega t) + \frac{1}{2} A^2(\omega t) \right] \hat{\mathbf{k}} \quad (4.1.26)$$

yazarız. Buradan yola çıkarak Denklem (4.1.25) ve Denklem (4.1.26)' nin sonuçlarıyla birlikte dipol olmayan Volkov dalga fonksiyonunu,

$$\Psi_p^L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp \left(i\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{2} i \int^t dt'' [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t'')]^2 \right) \quad (4.1.27)$$

olarak yazmış oluruz.

Şimdi, dipol moment tanımı için Denklem (4.1.22) de Denklem (4.1.23) ve Denklem (4.1.24)' ü yerlerine yazarak dipol moment için daha genel bir tanım elde edelim:

$$\begin{aligned} d(t) &\simeq - \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \phi_0^*(\mathbf{r}, t) r \left\{ i \int d\mathbf{p} \Psi_p^L(\mathbf{r}, t) [\Psi_p^L(\mathbf{r}, t)]^* \right\} H_{\text{int}} \phi_0(\mathbf{r}', t') + c.c \\ &\simeq -i \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \phi_0^*(\mathbf{r}, t) r \left(\int d^3 p \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp \left(i\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{2} i \int^t dt'' [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t'')]^2 \right) \right) \\ &\quad \times \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp \left(i\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{2} i \int^t dt'' [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t'')]^2 \right)^* \\ &\quad \times H_{\text{int}} \phi_0(\mathbf{r}', t') + c.c \end{aligned} \quad (4.1.28)$$

Yukarıdaki integralimizi daha basit bir formda yazmak için aşağıdaki tanımlamalar yapalım:

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_{rec}(\boldsymbol{\pi}, \mathbf{r}; t) &= \langle \Psi_p(\boldsymbol{\pi}, t) | -\mathbf{r} | \phi_0(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &= \int \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^{3/2}} \exp(i\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) \cdot \mathbf{r}) (-\mathbf{r}) \exp(-I_p(t-t')) \phi_0(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (4.1.29)$$

$$\mathbf{d}_{rec}^*(\boldsymbol{\pi}, \mathbf{r}; t) = \int \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^{3/2}} \exp(-i\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) \cdot \mathbf{r}) (-\mathbf{r}) \exp(-I_p(t-t')) \phi_0^*(\mathbf{r}) \quad (4.1.30)$$

ve

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_{ion}(\boldsymbol{\pi}, \mathbf{r}; t) &= \langle \Psi_p(\boldsymbol{\pi}, t') | H_{int} | \phi_0(\mathbf{r}', t') \rangle \\ &= \int \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^{3/2}} \exp(-i\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t) \cdot \mathbf{r}) H_{int} \exp(-I_p(t-t')) \phi_0(\mathbf{r}) . \end{aligned} \quad (4.1.31)$$

Yukarıdaki denklemlerde, $\phi_0(\mathbf{r}, t) = \phi_0(\mathbf{r}) \exp(I_p t)$ eşitliğini kullanarak I_p iyonlaşma potansiyelini de hesaplamalarımız içinde olmasını sağladık. Bu durumda Denklem (4.1.30) ve Denklem (4.1.31)' i, Denklem (4.1.28) de yerine yazalım:

$$\begin{aligned} d(t) &\simeq -i \int_0^t dt' \int d^3 p \mathbf{d}_{rec}^*[\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)] \\ &\times \exp\left(-i \frac{1}{2} \int dt'' [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t'')]^2 + (-I_p(t-t'))\right) \mathbf{d}_{ion}[\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t')] + c.c. \end{aligned} \quad (4.1.32)$$

$\mathbf{d}_{ion}[\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t')]$ terimi, \mathbf{p} kanonik momentumla beraber t' zamanında sürekli seviyelere geçen elektronun dipol momentidir. $\mathbf{d}_{rec}^*[\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)]$ ise elektronların tekrar t zamanındaki

birleşmesidir. Yukarıdaki üstel olarak yazılmış terim içerisindeki integrali Solarak isimlendirirsek,

$$S(\mathbf{p}, t, t') = \int dt'' \left[\frac{1}{2} [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)]^2 + (-I_p(t-t')) \right] \quad (4.1.33)$$

yazarız.

Elektronik dalga fonksiyonu salınım sırasında t zamanına kadar elde edilen faz faktörüne $\exp(-iS(\mathbf{p}, t, t'))$ denir. $(-iS(\mathbf{p}, t, t'))$ quasi-klasik hareket olarak tanımlanır. Burada, atomik potansiyelin etkisi t ve t' arasında çok küçük olduğu düşünülürse $(-iS(\mathbf{p}, t, t'))$ sabit bir momentum ile lazer altında elektronun serbestçe hareket edebilme yeteneğini tanımlayan bir harekettir; ancak, $(-iS(\mathbf{p}, t, t'))$ ' nin tamamen bağlı seviyelerin potansiyeli olan I_p de bağlı olduğunu unutmamak gerekir. Son olarak, dipol momentimizi aşağıdaki şekilde basit bir şekilde yazalım:

$$d(t) \simeq -i \int_0^t dt' \int d^3 p d_{rec}^* [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)] \exp(-iS(\mathbf{p}, t, t')) d_{ion} [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t')] + c.c \quad (4.1.34)$$

Yukarıda, zamana bağlı dipol moment tanımında, \mathbf{p} üzerinden alınan integrali “saddle Point metot” ile çözümleriz.

4.1.2.1 SADDLE POINT METOD

Bu kısımda, fiziksel matematiğinde bir problemi olan ve asimtotik davranış sergileyen fonksiyonların bir bölümü olan saddle point metot ile integral çözümü tanımlanacaktır. Asimtotik davranış sergileyen bu fonksiyonların genel şekli,

$$I(s) = \int_C g(z) \exp(sf(z)) dz \quad (4.1.35)$$

dir.

Burada, z kompleks olmak üzere $g(z)$ ve $f(z)$ analitik kompleks fonksiyonlar olarak tanımlanır. s gerçel olmak üzere c üzerinden alınan integralde $g(z)$ integral faktörü, üstel bölgede baskındır. $f(z)$ ise

$$f(z) = u(x, y) + i\nu(x, y) \quad (4.1.36)$$

şeklinde tanımlıdır. Dolayısıyla Denklem (4.1.35) de yazdığımız integral,

$$I(s) = \int_c g(z) \exp(su(x, y)) \exp(siv(x, y)) dz \quad (4.1.37)$$

şeklini alır. Eğer sanal kısım bölgede sabit ise, gerçel kısım maksimum durumdadır ve $\nu(x, y) = \nu(x_0, y_0) = \nu_0$ şeklinde bir yaklaşım yapılabilir. Bu durumda, yukarıda yazmış olduğumuz integral,

$$I(s) \approx \exp(siv_0) \int_c g(z) \exp(su(x, y)) dz \quad (4.1.38)$$

şeklinde yazılmış olur. $sf(z)$ kısmın maksimum olduğu durumda $f(z)$ ' nin gerçel kısmı $u(x, y)$ de maksimumdur. Dolayısıyla,

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \nu}{\partial y} = 0 \quad (4.1.39)$$

şeklinde maksimum noktamızı Cauchy Reiman koşulu ile belirleriz:

$$\frac{\partial f(z)}{\partial z} = 0 \quad (4.1.40)$$

Böylece, seçilen $u(x, y)$ ve sanal kısmı, $\nu(x, y)$ ' nin sabit olduğu bu koşullar altındaki noktaya saddle point maksimum nokta olarak tanımlanır. Bu tür fonksiyonların çözümünde amaç, saddle point noktasını bulduktan sonra bu fonksiyonlar seriye açılarak integralin içi gaussiyen formda düzenlenerek integralin alınmasını kolaylaştırmaktır. Bu koşullar altında saddle point fonksiyonu olarak tanımladığımız $f(z)$ ' yi Taylor serisine açalım:

$$f(z) = f(z_0) + \frac{1}{2}(z - z_0)^2 f''(z_0) + \dots \quad (4.1.41)$$

Yukarıdaki denkleminizde, Denklem (4.1.40) Cauchy Reiman koşulundan dolayı birinci dereceden türev yoktur. Bu durumda, Denklem (4.1.41) tekrar düzenlenecek olursa,

$$f(z) - f(z_0) \approx \frac{1}{2}(z - z_0)^2 f''(z_0) = -\frac{1}{2s} t^2 \quad (4.1.42)$$

yazarız. Bu eşitliği t değeriyle tanımlamış olalım. Eğer $(z - z_0)$ ' ı kutupsal formda yazarsak,

$$(z - z_0) = \delta e^{i\alpha} \quad (4.1.43)$$

t ' yi

$$t^2 = -sf''(z_0)\delta^2 e^{2i\alpha} \quad (4.1.44)$$

$$t = \pm \delta |sf''(z_0)|^{1/2} \quad (4.1.45)$$

şeklinde elde etmiş oluruz. Tanımladığımız t parametresini ve Denklem (4.1.41)' i kullanarak, Denklem (4.1.35)' i tekrar yazalım:

$$I(s) \approx \exp(sf'(z_0))g(z_0) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2/2) \frac{dz}{dt} dt \quad (4.1.46)$$

Burada,

$$\frac{dz}{dt} = \left(\frac{dt}{dz} \right)^{-1} = \left(\frac{dt}{d\delta} \frac{d\delta}{dz} \right)^{-1} = |sf''(z_0)|^{1/2} e^{i\alpha} \quad (4.1.47)$$

dir. Bu durumda, Denklem (4.1.46)' yı tekrar yazarsak,

$$I(s) \approx \frac{g(z_0)e^{sf(z_0)}e^{i\alpha}}{|sf''(z_0)|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2/2)dt \quad (4.1.48)$$

buluruz. Bu denklemden, Gauss integral alma özelliği kullanılarak yukarıdaki integralimizin sonucu,

$$I(s) \approx \frac{\sqrt{2\pi}g(z_0)e^{sf(z_0)}e^{i\alpha}}{|sf''(z_0)|^{1/2}} \quad (4.1.49)$$

şeklindedir.

4.1.2.2 UZUNLUK AYAR DÖNÜŞÜMÜNDE SADDLE POINT METOT

Bu yöntem bir önceki kısımda analizi yapılmıştır. Bu aşamada, zamana bağlı dipol moment eşitliğimizi (Denklem (4.1.34)), tanımında verildiği asimtotik davranış sergileyen fonksiyonların genel bir formda yazmaya çalışalım. İlgilendiğimiz kısım momentum üzerinden alınan integrali I şeklinde tanımlayalım,

$$I = \int d^3 p d_{rec}^* [\boldsymbol{\pi}(p, t)] \exp(-iS(p, t, t')) d_{ion} [\boldsymbol{\pi}(p, t')] + c.c \quad (4.1.50)$$

Bu aşamada, yukarıdaki integralin içeriğini daha düzenli hale getirip,

$$F(t, \tau; \mathbf{p}) = d_{rec}^* [\boldsymbol{\pi}(p, t)] d_{ion} [\boldsymbol{\pi}(p, t')] \quad (4.1.51)$$

yöntemde anlatıldığı gibi genel bir formda yazmaya çalışırsak,

$$I = \int d^3 p \exp(-iS(p, t, t')) F(t, \tau; \mathbf{p}) \quad (4.1.52)$$

şeklinde bulmuş oluruz. Yukarıdaki integralin içeriğini kuvvet serisine açalım:

$$\exp(-iS(p, t, t')) \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-in\pi/2}}{n!} \right) F^{(2n)}(t, \tau; \mathbf{p})_{p=p_s} \quad (4.1.53)$$

Denklem (1.4.53) de, $2n$ momentuma göre ikinci türevi göstermektedir.

$$\exp(-iS(\mathbf{p}, t, t')) \left(1 - i \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) F(t, \tau; \mathbf{p})_{p=p_s} \quad (4.1.54)$$

ve dolayısıyla;

$$f'' = \left(1 - i \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \quad (4.1.55)$$

şeklinde ifade ettikten sonra, \mathbf{p} üzerinden integral almadan önce; p_s saddle momentum, $t - t'$ ne bağlı ve saddle noktamızı ise Cauchy Reiman koşulu ile belirleriz. Bu geçiş noktası,

$$\nabla_p S(\mathbf{p}, t, t') \Big|_{p=p_s} = 0 \quad (4.1.56)$$

dır.

S 'nin \mathbf{p}' ye göre gradyenini alırsak ve sıfıra eşitlediğimiz noktada p_s değerini elde etmiş oluruz:

$$S_s(t, \tau) \equiv S_s(t, \tau; \mathbf{p}_s) = I_p \tau - \frac{\tau}{2} p_s^2(t, \tau) + \frac{1}{2} \int_{t-\tau}^t dt' A^2(t') \quad (4.1.57)$$

$$\mathbf{p}_s(t, \tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t dt' \mathbf{A}(t') \quad (4.1.58)$$

olur. Bu durumdaki S 'nin açılımında $\int_{t-\tau}^t dt' \mathbf{A}(t')$ gördüğümüz yere $\tau \mathbf{p}_s(t, \tau)$ yazarız.

Buradaki amacımız, seriye açtığımız integral içini gaussiyen formda yazarak integrali daha kolay sonuçlandırmaktır. Şimdi, Denklem (4.1.52) de yazdığımız integrali sonuçlandırabiliriz. Bir önceki bölümde anlatılan saddle point integral alma yöntemi tartışılmıştı, oradaki sonuçları uygun şekilde kullanırsak,

$$I = \int d^3 p \exp \left(-i \left(I_p \tau - \frac{\tau}{2c^2} p_s^2(t, \tau) + \frac{1}{2} \int_{t-\tau}^t dt' A^2(t') \right) \right) F(t, \tau; \mathbf{p}) \quad (4.1.59)$$

bu durumda Denklem (4.1.49)' un sonuçları kullanılırsa,

$$I = \frac{(2\pi)^{3/2} F(t, \tau; \mathbf{p}) \int d^3 p \exp \left(-i \left(I_p \tau - \frac{\tau}{2c^2} p_s^2(t, \tau) + \frac{1}{2} \int_{t-\tau}^t dt' A^2(t') \right) \right)}{(\varepsilon + i\tau)^{3/2} (f'')^{1/2}} \quad (4.1.60)$$

$$I = \frac{(2\pi)^{3/2} F(t, \tau; \mathbf{p}) \exp(-iS(\mathbf{p}, t, t'))}{(\varepsilon + i\tau)^{3/2} \left(1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right)^{1/2}} \quad (4.1.61)$$

$$I = (2\pi)^{3/2} (\varepsilon + i\tau)^{-3/2} \left(1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right)^{-1/2} F(t, \tau; \mathbf{p}) \exp(-iS(\mathbf{p}, t, t'))$$

$$= \left(\frac{2\pi}{\varepsilon + i\tau} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{1}{c^2} (\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}_s)^2 \right)^{-1/2}$$

$$\times \mathbf{d}_{rec}^* [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)] \exp(-iS(\mathbf{p}, t, t')) \mathbf{d}_{ion} [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t')] \quad (4.1.62)$$

olur.

Momentuma göre alınan integralin sonucunu bulmuş olduk. Bu denklemede kullanılan ε , eşitliğin her iki tarafı için birim eşitlemesi yaptığı için kullanılan bir parametredir [10]. Bu integral sonucunu zamana bağlı dipol moment tanımım Denklem (4.1.34) de yerine yazarsak,

$$d(t) = -i \int_0^t dt' \left(\frac{2\pi}{\varepsilon + i\tau} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{1}{c^2} (\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}_s)^2 \right)^{-1/2} \mathbf{d}_{rec}^* [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t)] \exp(-iS(\mathbf{p}, t, t')) \mathbf{d}_{ion} [\boldsymbol{\pi}(\mathbf{p}, t')] + c.c$$

(4.1.63)

şeklinde elde etmiş oluruz.

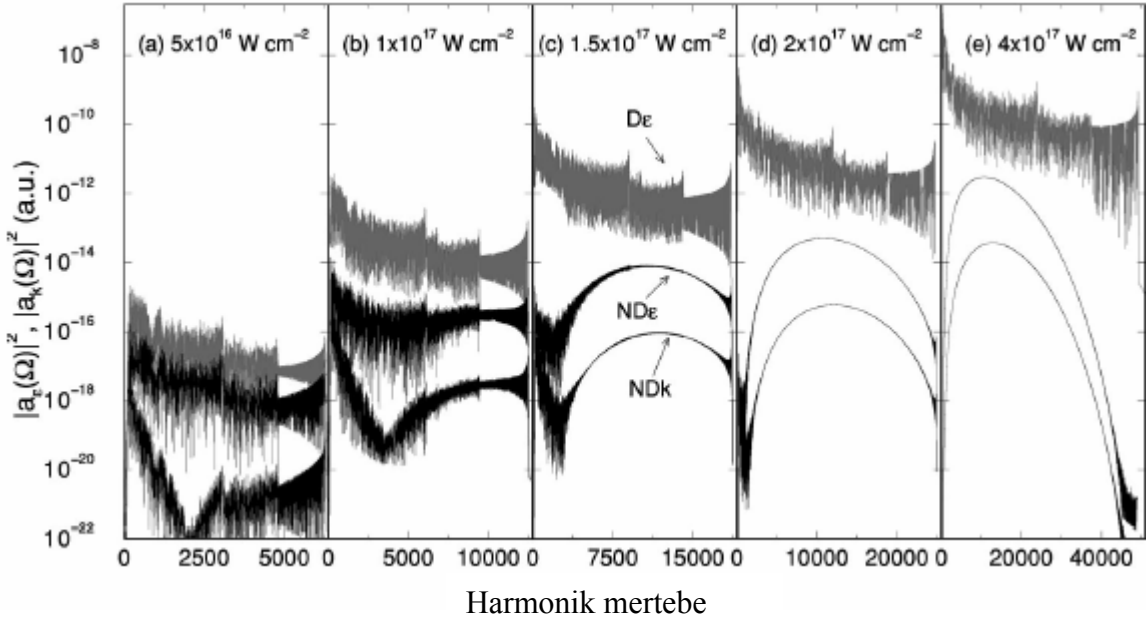
4.2.3 FOTON SALINIMINDA DİPOL OLMAYAN ETKİLER

Şekil 4.3.1 ve Şekil 4.3.2 dipol olmayan ve görelî olmayan etkiler 800 nm dalgaboyuna sahip lazer alanında foton salınımı için kıyaslanmaktadır. Foton salınım spektrumu $|\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}(\Omega)|^2$ şeklinde hesaplanır. Bu tanımda, yayılan fotonların açısâl frekansı Ω ile verilir ve $\mathbf{a}(\Omega)$ ise $\ddot{\mathbf{d}}(t)$ ' nin Fourier dönüşümüdür. Dipol hızlanmanın Fourier dönüşümü $\mathbf{a}(\Omega)$ aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\mathbf{a}(\Omega) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \int_T dt \exp(-i\Omega t) \ddot{\mathbf{d}}(t). \quad (4.1.64)$$

Burada, T yeterince büyük seçilen ve dipol momente de katkıda bulunan yörünge olarak tanımlanır ve dipol hızlanmanın bileşenleri de $\mathbf{a}_\varepsilon(\Omega) = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{a}(\Omega)$ ve $\mathbf{a}_k(\Omega) = \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{a}(\Omega)$ şeklinde tanımlanır. Kademeli olarak bozulan dipol yaklaşımı ile birlikte artan şiddet Şekil 4.3.1 de gösterilmektedir. Ne^{6+} iyonu için şiddet $I_p = 207.3 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır [40].

Alanın yayılma yönüne paralel kutuplanan dipol olmayan salının spektrumları Şekil 4.3.1 de görülmektedir. Bu yönde kutuplanan fotonların salınımları dipol yaklaşıklığı için yasaklıdır. $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}$ boyunca kutuplanan salınımlar ile yayılma yönündeki salınının kutuplanması karşılaştırıldığında daha zayıf bir etki gözlenir. Şekil 4.3.1(a) da $|\mathbf{a}_\varepsilon(\Omega)|^2$ terimi, görece daha zayıf şiddette 5×10^{16} ve dipol yaklaşıklığında diğer mutlak değer büyüklüklerine göre azalır.

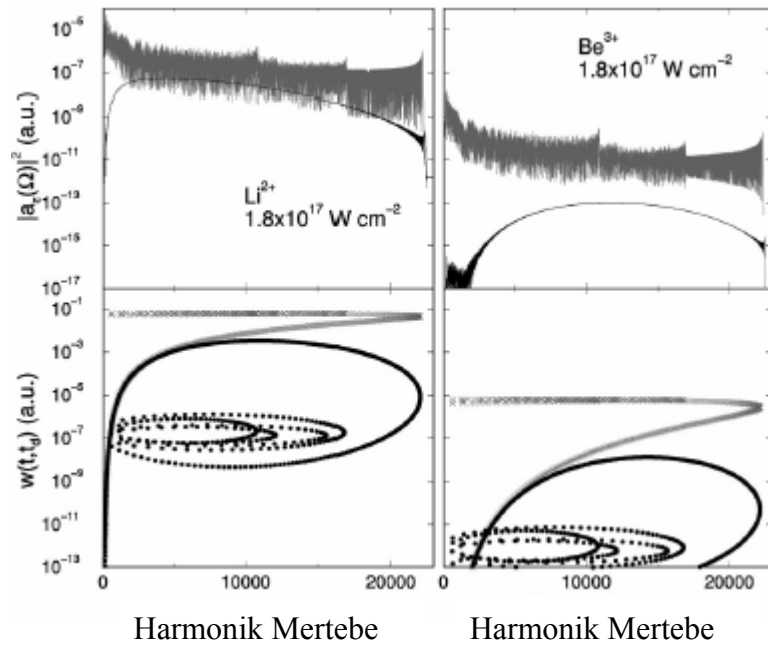


Şekil 4.3.1 Atomik birim sisteminde foton enerjisi $\hbar\omega$ olan Ne^{6+} iyonu 800 nm dalgaboyunda olan lazer ile etkileşmesiyle gerçekleşen dipol hızlanmanın Fourier dönüşümünün mutlak değer karesi ile harmonik mertebenin şekli görülmektedir. $D\epsilon$ dipol yaklaşımı ile elde edilen lazer kutuplanma yönünde yayılan fotonların spektrumu, $ND\epsilon$ dipol olmayan ve görelili olmayan yaklaşımı göstermekte ve bunlara ek olarak NDk ise lazerin yayılma yönünde kutuplanan fotonların spektrumları görülmektedir [40].

$$w(t, t_d) = \frac{4}{\pi} \frac{(2I_p)^3}{|E(\omega t_d)|^2} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{(2I_p + v_\perp)^{3/2}}{|E(\omega t_d)|}\right) \quad (4.1.65)$$

$(I_p + v^2/2)/\omega$ tekrar birleşme durumunda salınan fotonların harmonik fonksiyonudur [40]. Şekil 4.3.1 de ve Şekil 4.3.2 deki en büyük farklılık iyonlaşma potansiyelinin iyonlar için farklılık göstermesidir. Örneğin, Li^{2+} için $I_p = 122.5 eV$ iken, Be^{3+} için $I_p = 117.7 eV$ olarak hesaplanmıştır.

Dolayısıyla, güçlü alandaki iyonlaşma potansiyeline bağlılık dipol ve dipol olmayan spektrumlar arasındaki en büyük farklılığı anlamamıza yarayan sınırlar çizer. Bütün bu yaklaşımlar altında modelimizde görelî etkileri ihmal ettik. Bu görelî etkilerin nasıl bir sonuç yarattığını Milosevic, Hu ve Becker [39] tarafından Klein-Gordon denklemleri kullanılarak analitik sonuçlar değerlendirilmiştir. Dipol yaklaşıklığı, dipol olmayan ve görelî olmayan hesaplamalar için karşılaştırıldığında yüksek foton enerjisinde kesinti noktası önemsizdir. Bu etkinin sebebi, elektronun tekrar salınım yönünde sürüklenmesidir. Ancak bu durum görelî olmayan ve dipol olmayan hesaplamalardaki etkileri ihmal edilir. Örneğin, iç kütle artışının kinetik enerjiye katkısı $1/c^2$ seviyesindedir.



Şekil 4.3.2 Atomik birim sisteminde dipol hızlanmanın Fourier dönüşümünün mutlak değeri karesi: Li^{2+} ve Be^{3+} iyonları için dipol yaklaşımı gri ile ve dipol olmayan etkileri ise siyah eğri ile gösterilmektedir. Lazer alna şiddeti $1.8 \times 10^{17} Wcm^{-2}$ tepe değerindedir. En yüksek değerde iyonlaşma oranı Denklem (4.1.65) için tanımlanmıştır. Bu denklemde tanımlanan $w(t, t_d)$ çekirdeğe tekrar dönen elektronun yörüngesi olarak verilir. Bu durumda, dipol ve dipol olmayan etkiler, çizgi ve dairesel yörünge olarak gösterilmektedir.

4.2 ATTOSANIYE FİZİĞİ

1960'lı yılların başında, lazer atımlarının oluşması için geçen süreyi 10^{-9} nanosaniye şeklinde ölçüldü, hemen bunun ardından 1966 yılında ise “mode-locked” lazer sisteminin keşfiyle [43] bu süre 10^{-12} pikosaniye şeklinde ölçüldü. Daha sonra Fork *ve çalışma arkadaşları* dye-lazer sistemi kullanarak 6 femtosaniye (10^{-15}) de üretilmiş ultra kısa lazer atımlarının, prizma üzerinden kırınım olayı gözlemlendi [44]. Şimdilerde ise ayna-dispersiyon kontrollü Ti:S safir lazer sistemleri kullanılarak 700-800 nm dalgaboyuna sahip yaklaşık 10 femtosaniye civarında atımlar üretildi ve bu atımların enerjileri MHz ve nano-joule olarak ölçüldü.

1960'lı yıllarda ise Krausz *ve çalışma arkadaşları* yüksek mertebeden harmonik üretimi ve iyonlaşma süreçlerinde üretilen spektrumların özelliklerini anlamaya çalıştılar [45,46]. Bunun yanında, 1997 yılında Cristov *ve çalışma arkadaşları* yüksek harmonik radyasyon ile üretilen atımların femtosaniye süresinde basit XUV üretildiğini kuramsal ve deneysel çalışmalarıyla gösterdiler. Bu durum, hem kısa atım teknolojisinin gelişmesine neden olurken, hem de atom fiziği açısından atom ile yoğun alan etkileşme sürecinin temelleri atılmıştır [47,48,49].

Görünür bölgede ve kızılötesi dalgaboyuna yakın bölgelerde üretilen spektrumlardaki atım süreleri düşük limitli, tipik olarak birkaç femtosaniye birimindedir. Böylelikle, daha kısa dalgaboylu atımlar elde edebilmek için femtosaniye fiziğinden öte attosaniye fiziği gibi yeni bir alanın özelliğinden faydalanmak zorunda kalındı.

Bütün araştırmalar sırasında bilim insanları, attosaniyelik (femtosaniyenin binde biri) atımlara sahip lazerleri geliştirmeye başladılar. Bu lazerlerle çok hızlı ilerleyen kimyasal tepkimeler, hücresel boyutta ve adım adım incelenebilmektedir. Araştırmaların amacı, hastalığa neden olan moleküllerin yapısını çözümlenebilmek ve bu bilgi ışığında da hedefe yönelik özel ilaçlar geliştirmektir.

Yüksek mertebeden harmonik üretiminde, spektrumda elde edilen düzlük bölgelerde attosaniye atım trenleri oluşurken, düzlüklerin sonunda oluşan ani şiddet azalmasındaki kesinti noktası için tek attosaniye pulslar üretilir. Bir sonraki kısımda, attosaniye atımlarının üretimi ile ilgili bilgiler verilmiştir.

4.2.1 ATTOSANİYE ATIM ÜRETİMİ

Spektral alanda oluşan atımın süresi, yoğun alanda salınan ışığın periyodu ile sınırlanır. Çünkü, birkaç femtosaniye düzeyinde ve bu alanda salınana atomlar yaklaşık kızılötesi dalgaboyu bölgesinde veya görünür bölgede üretilir. Dolayısıyla, üretilen bu kısa dalgaboylu atımlara “*attosaniye atımları*” denir. Yüksek harmonik üretimin keşfiyle elde edilen spektrumdaki atımların band aralığı, 1fs den daha kısa atımlar üretilir [50]. Bu spektral yapıdaki düzlükler ile attosaniye atım trenleri üretilir. Böylelikle, üç basamak modeli ile anlatılan harmonik üretim sayesinde elde edilen atımlar kısa olduğunda, elektron tekrar iyon çekirdeğine geri dönüyor denir.

Attosaniye atım üretiminin bir diğer şekli ise, yüksek mertebeden harmonik atımların kullanılmasıyla değişen lazer şiddeti sayesinde elde edilen en yüksek harmonik atım spektrumun tam merkezinde oluşur. Böylece seçilen spektral bölgede “tek attosaniye atımı” elde edilir [51].

4.2.2 ATTOSANİYE ATIM TRENLERİ VE TEK ATTOSANİYE ATIMLARIN ELDE EDİLMESİ

Yüksek harmonik spektrum için yazdığımız dipol momentin Fourier dönüşümü ile üretilen kısa atımlar *attosaniye atım trenleri* denir. Bu spektrumda elde edilen düzlüklerdeki harmonikler uygun bir fazda üretilen atımların en basit şekliyle ifade edilir:

$$x(t) = \sum_{\substack{q=\text{tek} \\ \text{sayı}}} x_q \exp(iq\omega_0 t) + c.c \quad (4.2.1)$$

$$x_q = \int dt x(t) \exp(iq\omega_0 t). \quad (4.2.2)$$

Burada, q harmonik sayısı olmak üzere, üretilen atımın frekansı $q\omega$ her zaman tek sayı olduğu sonucuna varılır.

Diğer bir durumda, yüksek harmonik spektrumun kesinti bölgesinde elde edilen atım, spektrumun merkezinde yer alırken, atımın şiddeti maksimumdur. Kesinti bölgesinde salınan fotonların oluşturdukları bu atımlara ise “*tek attosaniye atımı*” denir.

SONUÇ

Tezde, güçlü lazer alanı ile bir elektronlu atomik sistemlerin etkileşme sürecinin analitik olarak hesaplanmasının dipol yaklaşıklığı için uygun olmadığı için bu yaklaşım, Lewenstein ve çalışma arkadaşlarının güçlü alan yaklaşım yönteminde olduğu gibi dipol olmayan etkilerle genelleştirilmiştir. Güçlü alan yaklaşımı altında, uzunluk ayar dönüşümleri yardımıyla yazılan zamana bağlı Schrödinger dalga denklemi ve dipol olmayan ve görelî olmayan Volkov Green fonksiyonlarının kullanarak zamana bağlı dipol momenti elde edilmiştir. Zamana bağlı dipol momenti tanımının Fourier dönüşümünün mutlak büyüklüğü, harmonik spektrumun özellikleri hakkında bilgi verir. Bu spektrum ve karakteristik özellikleri sayesinde elde edilen kısa atımların üretilmesiyle yüksek enerji elde edilir. Bu etkiler altında yüksek mertebeden harmonik üretim için bir model oluşturulur.

Lazer atımları ve bir elektronlu atomik sistemlerin etkileşmesi sonucunda elde edilen yüksek harmonik spektrumunun karakteristik özelliklerinin sonucu ile elde edilen yüksek enerji son yıllarda ilgi çeken araştırma konuları arasındadır. Bu yöntemle attosaniye sürecinde oluşan ultra kısa atımların oluşması ile yüksek enerjili lazerler elde edilir. Elde edilen bu lazerlerin bir özelliği de madde içinde bulunan küçük boşluklarda şık o kadar hızlı yansıyor ki, farklı frekanstaki atımlar bir anda senkronize oluyor.

Bir atom, alabileceği enerjiyle tamamen pompalanınca bünyesine daha fazla enerji alamaz. Böyle bir atom kendi uyarılmış enerjisine eşit enerjide bir ışık dalgasıyla çarpınca, zorunlu olarak enerjisini ışık dalgası olarak verir ve çarptığı dalga ile aynı frekans ve fazda iki ışık dalgası yayınlar. Çarpışmaların sayısını yükseltebilmek için, yani daha çok ışık kazanabilmek için, lazerin karşılıklı iki kenarına paralel iki ayna yerleştirilir: bu aynalardan birine rastlantısal olarak dik bir açıyla çarpan ışık dalgası, karşıdaki aynaya yansıtılıyor ve ardından sürekli iki ayna arasında gidip gelir ve dışarıya çıkamaz. Işık parçacıkları, lazerin yapımında kullanılan malzemenin içinden geçerken, yolunun üzerinde enerji pompalanmış diğer atomlarla karşılaşır ve onları da, depolamış oldukları enerjiyi ışık olarak açığa çıkarmaları için zorlarlar. Böylece, “parlayan” (ışıldayan) atomların sayısı ve bununla birlikte ışığın miktarı artar. Lazer ismini de bu süreç vermiştir. Ancak, iki ayna arasında tutsak olduğu sürece giderek yoğunlaşan ışınla bir şey yapmak mümkün değildir. Bu sebeple, bu iki yansıtıcıdan biri yarı geçirgen özelliğe sahiptir: ışığın bir bölümü onun aracılığı ile dışarı çıkar (lazer ışığı). Bu ışına “bağdaşık” (eş evreli) adı verilir. Işık dalgalarının tamamı, aynı renkte ve bütün ışık parçacıkları aynı ritim ile (aynı fazda) salınır.

Bağdaşık ışıktan yıldırım hızıyla bir atım ortaya çıkar. Bu atımlar, birkaç femtosaniye aralarla birbirlerini izler. Bir femtosaniyenin ne kadar sürdüğü rakamlarla ifade edilebilir (10^{-15} saniye), ancak hayal edilmesi mümkün değildir. Bir femtosaniyenin bir saniyeye oranı, 32 milyon yıla oranla kıyaslanabilir.

Elde edilen kısa atımlarda çok büyük enerji gizlidir. Atımların verimi tek başına sınırlı olsa da, tek tek enerjilerinin toplanmasıyla bir güç paketi ortaya çıkar. Her bir atım 3 mikrojoule enerjiye (bu, bir su damlasını bir santigrat derecenin milyonda biri kadar ısıtmaya bile yeterli değil.) sahip olmasına karşın, lazer ışık atımları, atım boyunca (örneğin 10 femtosaniye) 30 megawatt enerji sunar.

1960' lı yıllardan buyana ultra kısa atımlı lazerler hızlı bir gelişme gösterdi. Günümüzde atımlar yeterince kısaldı ve yeni kuşak çok yönlü kompakt ultra kısa atımlı lazerler ortaya çıktı.

Yüksek harmonik üretim sonucunda elde edilen attosaniye atımları bir çok bilim insanına ışık tutmuştur. Günümüzün atımlı lazerleri çok farklı kullanım amaçlarına hizmet etmekte ve çok hassas işlemektedir. Işıklar, kısa dalgalı röntgen ışınından, uzun dalgalı kızılötesi ışınlar kadar elektromanyetik tayfın bütün alanına dağılmış durumdadır. Ortaya çıkan güç, çok hassas bir şekilde bir noktaya odaklandığı zaman, atımlı lazerler mikro hassaslıktaki kaynak, kesim ve delme işlemleri için ideal bir verim sunar. Bir dakikadan daha kısa bir süre içinde otomobil kasasına 100 noktada kaynak yapabilmektedir. Bu şimdiye kadar kullanılan elektro kaynak yöntemine oranla on kat daha hızlı ve hassastır.

Bütün araştırmalar sırasında bilim insanları, attosaniyelik (femtosaniyenin binde biri) atımlara sahip lazerleri geliştirmeye başladılar. Bu lazerler çok hızlı işleyen kimyasal tepkimeleri, hücresel boyutta ve adım adım incelenebilmektedir. Araştırmanın amacı, hastalığa neden olan moleküllerin yapısını çözümleyebilmek ve bu bilgi ışığında hedefe yönelik ilaçlar geliştirilmektedir. Bir gün, lazer atımlarıyla küçük DNA' lar kesilebilecek ve parçalar, genetik biliminin yardımıyla bir araya getirilip yepyeni bir başka gene dönüştürülebilecektir. Noktasal çalışabilen lazerler hücre çekirdeğine girip, orada cerrahi bir operasyon yapmakta mümkündür.

Yaşamımızda çoktan önemli bir yere sahip olan bu teknikle hassas ışınlar, süper marketlerde ürün fiyatlarını, CD'lerden müziği, DVD' lereden de filmleri okuyor. Araştırmacılar, bu güne kadar ulaşılmayan hassaslık, hız ve güçte yeni lazer türleri geliştirmektedir. Bunun sayesinde maddenin en küçük parçası görülür hale gelecek ve sonsuza kadar yetecek miktarda ucuz enerji üretilebilecektir.

KAYNAKLAR

- [1] G. Yao and Shih Chu, *Generalized pseudospectral methods with mappings for bound and d resonance state problems*. Chem. Phys. Lett. **204** (1993),381-388.
- [2] J. Wang and Shih Chu, *Intensity dependent photodetachment rates and threshold behavior complex generalised pseudospectral method*. Phys. Rev. A **50(4)** (1994), 3208-3215.
- [3] Xiao Ming Tong and Shih Chu, *Theoretical study of multiple high order harmonic generation by intense ultrashort pulsed laser fields: A new generalized pseudospectral method time-depend method*. Chem. Phys. **217** (1997), 119-130.
- [4] Dmitry A. Telnov and Shih-I Chu, *Multiphoton detachment of H- near one-photon threshold: Exterior complex-scalinggeneralized pseudospectral method for complex quasienergy resonances*. Phys. Rev. A. **59(4)** (1999), 2864-2874.
- [5] Xiao-Min Tong and Shih-I Chu, *Probing the spectral and temporal structures of high-order harmonic generation in intense laser pulses*. Phys. Rev. A **61** (2000), 021802(R).
- [6] Xi Chu and Shih-I Chu, *Optimization of high-order harmonic generation by genetic algorithm and wavelet time-frequency analysis of quantum dipole emission*. Phys. Rev. A **64** (2001), 021403(R).
- [7] P. B. Corkum, *Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization*. Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 13.
- [8] Kulander, K. C., Schafer, K. J., and Krause, J. L., *In Super-Intense Laser-Atom Physics*, Plenum Press, New York, 1993.
- [9] H. B. van Linden van den Heuvell and H. G Muller, *in multiphoton processes*, Cambridge University Press, New York, 1998.

- [10] M. Lewenstein and P. B. Corkum et al, *Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields*. Phys. Rev. A. **49** (1994), 3.
- [11] K. J. Schafer M. Lewenstein, K. C. Kulander and P. H. Bucksbaum., *Rings in above-threshold ionization: A quasiclassical analysis*. Phys. Rev. A. **51** (1995), 2.
- [12] Armin Scrinzi Nenad Milosevic and Thomas Brabec, *Numerical characterization of high harmonic attosecond pulses*. Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 9.
- [13] Carla Morisson Figueira de Faria and Jan-Michael Rost, *High-order harmonic generation from a confined atom*. Phys. Rev. A. **62** (2000).
- [14] C. Figueria de Morisson Faria and I. Rotter, *High-harmonic generation and periodic level crossings: time profile and control.*, arXiv (2001).
- [15] B. H. Bransden and C. J. Joachain, *Introduction to quantum mechanics*. Longman Scientific Technical (1992).
- [16] G. Mainfray G. Petite P. Agostini, F. Fabre and N. K. Rahman, *Free-free transitions following six-photon ionization of xenon atoms*. Phys. Rev. Lett. **42**(17) (1979), 1127.
- [17] R. M. Potvliege and R. Shakeshaft, *Nonperturbative treatment of multiphoton ionization within the floquet framework. atoms in intense laser*. Academic press, New York, 1992.
- [18] A.L Huillier, Europhysics **33** (2002), 6.
- [19] R. B. Vrijen L. D. Noordam M. P. de Boer, J. H. Hoogenraad and H. G. Muller, *Indications of high-intensity adiabatic stabilisation in neon*. Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 3263.
- [20] L. V. Keldysh, *Ionization in the in the field of a strong electromagnetic wave*. Sov. Phys. JETP. **20** (1964), 1307.

- [21] R. Trainham G. Petite Mevel, P. Breger and P. Agostini, *Atoms in strong optical fields: Evolution from multiphoton to tunnel ionization*. Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 406.
- [22] Becker W, Long S and McIver J. K., *Modeling harmonic generation by a zero-range potential*. Phys. Rev. A **50** (1994), 1540.
- [23] K. J. Schafer, Baorui Yang, L. F. DiMauro, and K. C. Kulander, *Above threshold ionization beyond the high harmonic cutoff*. Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 1599.
- [24] Thomas Pfeifer, *Adaptive Control of Coherent Soft X-Rays*, der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität ,Wurzburg, (2004).
- [25] J. L. Krause, K. J. Schafer and K. C. Kulander, *High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime*. Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 3535.
- [26] K. C. Kulander, K. J. Schafer, and J. L. Krause, *Super Intense Laser Atom Physics (SILAP)III*, in Proceedings of the Workshop, New York.
- [27] A. L'Huillier, M. Lewenstein, P. Salieres, Ph. Balcou, J. Larsson and C. G. Wahlstrm, *High-order Harmonic-generation cutoff*. Phys. Rev. A **48** (1993), R3443.
- [28] W. Becker, S. Long and J. K. McIver, *Higher-harmonic production in a model atom with short-range potential*. Phys. Rev. A. **41** (1990), 4112.
- [29] A. L'Huillier, Ph. Balcou, S. Candel, K. J. Schafer and K. C. Kulander, *Calculations of high-order harmonic-generation processes in xenon at 1064 nm*. Phys. Rev. A. **46** (1992), 2778.
- [30] E. Meşe and R.M Potvliege, *Ellipticity dependence of harmonic generation in atomic hydrogen*. J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys. **38** (2005), 1-12.
- [31] A.Jaron, E. Meşe, R. Potvliege, *Floquet analysis of laser-induced continuum structures.*, J. Phys. B **33** (2000), 1487.

- [32] B. Sundaram and P. W. Milonni, *High-order harmonic generation: Simplified model relevance of single-atom theories to experiment*. Phys.Rev. A. **41** (1990), 6571.
- [33] L. Plaja and L. Roso Franco, *Adiabatic theory for high-order harmonic generation in a two-level atom*. J. Opt. Soc. Am. B **9** (1992), 2110.
- [34] E. Meşe, *Floquet calculations of rates of frequency conversion and multiphoton ionisation in intense laser field*. Doctora of Philosophy, University of Durham (1997)
- [35] S. I. Chu, *Generalized Floquet theoretical approaches to intense-field multiphoton and nonlinear optical processes*, Adv. Chem. Phys. **73** (1989),739.
- [36] K. Burnett, V. C. Reed, and P. L. Knight, *Atoms in ultra-intense laser fields*, J. Phys. B. **26** (1993),571.
- [37] H. R. Reiss, *Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system*. Phys. Rev. A. **22** (1980), 1786.
- [38] H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One and TwoElectron Atoms*, Academic, New York, (1957).
- [39] D.B. Milosevic, S.X. Hu, and W. Becker, *Quantum-mechanical model for ultrahigh-harmonic generation in the moderately relativistic regime*. Laser Phys. **12** (2002),389.
- [40] C. C. Chirila, N. J. Kylstra, and R. M. Potvliege, *Nondipole effects in photon emission by laser-driven ions*. Phys. Rev. A. **66** (2002), 063411.
- [41] N J Kylstra, R M Potvliege and C J Joachain, *Photon emission by ions interacting with short intense laser pulses: beyond the dipole approximation.*,J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34** (2001), L55-L61.
- [42] W. Becker, A. Lohr, and M. Kleber , *A unified theory of high-harmonic generation: Application to polarization properties of the harmonics*. Phys.Rev.A. **56** (1996),645.

- [43] A. J. De Maria, D. A. Stester, and H. Heynau, *Self mode-locking of lasers with saturable absorbers*. Appl. Phys. Lett. **8** (1966), 174.
- [44] R. L. Fork et.al, *Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compression*. Optics Letters. **12** (1987), 433.
- [45] M. Schnrner et.al, *Coherent 0.5-keV x-ray emission from helium driven by a sub-10-fs laser*. P.R.L. **80** (1998), 3236.
- [46] M. Schnrner et.al, *Absorption-limited generation of coherent ultrashort soft-x-ray pulses*. P.R.L. **83** (1999), 722.
- [47] P. Salieres, A. LHuillier, Ph. Antoine, and M. Lewenstein, *Patial and temporal coherence of high-order harmonics*. in Advances in Atomic Phys. **41** (1999), 83.
- [48] K. C. Kulander, K. J. Schafer, and J. L. Krause, *Time-dependent studies multiphoton processes*. Academic Press, in Atoms in Intense Laser Fields, San Diego, (1992).
- [49] L. F. DiMauro and P. Agostini, *Ionization dynamics in strong laser fields*. in Advances in Atomic, Optical Physics. **35** (1995), 79.
- [50] Farkas and C. Toth, *Proposal for attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases*. Phys. Lett. A. **168** (1995), 447.
- [51] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, *Attosecond metrology.*, A. Nature **414** (2001), 509.

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 3 Güçlü lazer alanındaki atomların doğrusal olmayan üç süreci: ilki multifoton iyonlaşmasını, ikincisi Seviye üzerinde iyonlaşmayı ve son şekil ise Yüksek mertebeden Harmonik Üretimi anlatır.

Şekil 3.1.1 Tek foton iyonlaşma süreci

Şekil 3.1.2 Atom, elektronun E_b enerjisinde çok küçük olan N tane foton soğurarak iyonlaşır.

Şekil 3.1.3 $\hbar\omega$ enerjili (N+s) tane foton soğurularak iyonlaşan atom.

Şekil 3.1.4 Kuvvetli alandaki farklı iyonlaşma bölgeleri görülmektedir. (a) Multifoton bölgesi. Burada, Coulomb potansiyeli noktali çizgilerle gösterilmektedir. Atom beş ışın soğurarak iyonlaşır. (b) tünel iyonlaşma bölgesi. Burada, lazer alan potansiyeli kesikli çizgi ile, Coulomb potansiyeli düz çizgi ile gösterilmekle birlikte bir engel oluşturmaktadır. Bu bölgede elektron dışına çıkabilmektedir. (c) Engel üzerinde iyonlaşma bölgesini göstermektedir. Burada, Coulomb potansiyelin şekli o kadar bozuktur ki elektron bu bölgeden kaçabilir.

Şekil 3.1.5 Keldysh parametresinin lazer şiddetine göre değişimi.

Şekil 3.2.1 Atomdan kaçan elektron.

Şekil 3.2.2 Elektronun tekrar atomik merkeze döndüğü durum ($x=0$ konumunda iken).

Şekil 3.2.3 Zayıf ve kuvvetli alanlardaki harmonik üretim modeli. (a) zayıf alan modeli. (b) Güçlü alanda Üç Basamak Modeli. Coulomb potansiyeli noktali çizgilerle, elektrik alan potansiyeli kesikli çizgilerle, birleşmiş alan potansiyelini de düz çizgiyle gösterilmektedir.

Şekil 3.2.4 Elektronun lazer alanında çeşitli faz durumları için verilen maksimum kinetik enerjisi.

Şekil 3.2.5 Yüksek harmonik spektrum

Şekil 3.2.5 Bu şekil üç basamak modelin bir özeti niteliğindedir. Birinci basamakta iyonlaşan elektron, tünellenir. İkinci basamakta elektron güçlü lazer alanı yardımıyla hızlanır. Salınan elektronların tekrar birleşmesiyle maksimum kinetik enerjisi $3.17U_p$ değeriyle, elektron iyonlaşır (3.basamak). Böylece, kesinti noktası tanımlanan harmonik fotonun maksimum enerji noktasını tayin etmiş oluruz.

Şekil 4.3.1 Atomik birim sisteminde foton enerjisi $\hbar\omega$ olan Ne^{6+} iyonu 800 nm dalgaboyunda olan lazer ile etkileşmesiyle gerçekleşen dipol hızlanmanın Fourier dönüşümünün mutlak değer karesi ile harmonik mertebenin şekli görülmektedir. $D\varepsilon$ dipol

yaklaşımı ile elde edilen lazer kutuplanma yönünde yayılan fotonların spektrumu, $ND\varepsilon$ dipol olmayan ve görelî olmayan yaklaşımı göstermekte ve bunlara ek olarak NDk ise lazerin yayılma yönünde kutuplanan fotonların spektrumları görülmektedir.

Şekil 4.3.2 Atomik birim sisteminde dipol hızlanmanın Fourier dönüşümünün mutlak değer karesi: Li^{2+} ve Be^{3+} iyonları için dipol yaklaşımı gri ile ve dipol olmayan etkileri ise siyah eğri ile gösterilmektedir. Lazer alna şiddeti $1.8 \times 10^{17} Wcm^{-2}$ tepe değerindedir. En yüksek değerde iyonlaşma oranı Denklem (4.1.65) için tanımlanmıştır. Bu denklemde tanımlanan $w(t, t_d)$ çekirdeğe tekrar dönen elektronun yörüngesi olarak verilir. Bu durumda, dipol ve dipol olmayan etkiler, çizgi ve dairesel yörünge olarak gösterilmektedir.

ÖZGEÇMİŞ

Dilan ALP, 1979 yılında Diyarbakır da doğdu. İlk okulu aynı ilde bitirdikten sonra orta ve lise öğrenimini Diyarbakır Anadolu Lisesinde tamamladı. 2000 yılında girdiği Dicle Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden 2004 yılında birincilikle mezun oldu. 2004-2006 yılları arasında Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans öğrenimini tamamladı.