

თბილისის ივანე ჯავახიშვილის სახელობის სახელმწიფო
უნივერსიტეტი



ზუსტი და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

გაბაიძე მარადი

საბაკალავრო ნაშრომი

„ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ურთიერთქმედება ატომურ
ნაწილაკებთან“

ხელმძღვანელი: მალხაზ გოჩიტაშვილი,
პროფესორი

თბილისი 2016 (წელი)

ანოტაცია

მოცემულ ნაშრომში განიხილება ელექტრომაგნიტური ველის ურთიერთქმედების თავისებურებები ატომურ ნაწილაკებთან (ატომებთან და ორატომიან მოლეკულებთან) საკითხი შეისწავლება სხვადასხვა სიმძლავრის ელექტრომაგნიტური (ლაზერული) გამოსხივების ატომურ ნაწილაკებთან ურთიერთქმედებისას.

სუსტი ემ ველების შემთხვევაში განხილულია კვანტურ მექანიკური მიდგომა და გამოყენებულია შეშფოთების თეორია წყალბადის ატომის ფოტოიონიზაციის შემთხვევისათვის. საშუალო სიმძლავრის ველებისათვის აღწერილია მრავალფოტონიანი პროცესები, განხილულია არსებული თეორიული მოდელები და ექსპერიმენტული შედეგები. მძლავრი ემ ველებისთვის განხილულია დინამიური გვირაბული და ჯებირსზედა ეფექტები. ნაშრომი მოიცავს უახლესი თეორიული და ექსპერიმენტული შედეგების ფართო სპექტრს.

სარჩევი

შესავალი.....	4
ლაზერის სიმძლავრე.....	5
ლაზერის იმპულსური ხანგრძლივობა.....	5
კოჰერენტულობა.....	5
მოლეკულური სტრუქტურის გავლენა, ფოტოდისოციაციის პროცესში, მოკლე ლაზერული იმპულსის ურთიერთქმედებისას N_2 და O_2 მოლეკულებთან.....	8
ატომების გაცივება და ჩაჭერა ლაზერულ ველში.....	10
გვირაბული ეფექტი ლაზერულ ველში.....	11
ფოტოიონიზაცია ძლიერ ლაზერულ ველში.....	12
ჯებირსზედა და გვირაბული იონიზაცია.....	14
სტაბილიზაციის ეფექტი.....	17
H_2^+ –ის დინამიური გვირაბული იონიზაცია ინტენსიურ ლაზერულ ველში.....	21
გამოყენებული ლიტერატურა.....	26

შესავალი

როდესაც ელექტრომაგნიტური ველი (ელექტრომაგნიტური გამოსხივება) ურთიერთქმედებს ატომებთან ან მოლეკულებთან, შეიძლება ადგილი ქონდეს სხვადასხვა შემთხვევებს: 1) ინდუცირებული გარე ველის დაძაბულობა ნაკლებია ვიდრე კულონური ატომშიგა ველის დაძაბულობა; 2) ლაზერის ელექტრული ველის დაძაბულობა არის ატომშიგა ველის რიგის. 3) ლაზერის ელექტრული ველის დაძაბულობა მნიშვნელოვნად აღემატება ატომშიგა ველის დაძაბულობა მაგალითად თუ გვაქვს უწყვეტი ლაზერული 1ვტ/სმ^2 სიმძლავრისველი მაშინ მას შეესაბამება ველის დაძაბულობა 10^3 ვ/მ. იმპულსური ლაზერებისთვის 10^6ვტ/სმ^2 ველი არის 10^6 ვ/მ რიგის. ეს ველები შეიძლება შევადაროთ 10^{11} ვ/მ დაძაბულობის ველს, რომლითაც წყალბადის ატომში ძირითად მდგომარეობაში მყოფ ელექტრონზე მოქმედებს პროტონი. ამ რიგის ველის შექმნა შეუძლია იმპულსურ ლაზერს ფართის ერთეულზე მოსული სიმძლავრით 10^{16}ვტ/სმ^2 . შედარებით სუსტი ელექტრომაგნიტური ველებისათვის შეიძლება გამოვიყენოთ შემფოთების თეორია.

უფრო მაღალი რიგის ველებისათვის 10^{21}ვტ/სმ^2 , რომელიც ამჟამადაა ცნობილი (მიიღება მძლავრი ლაზერული გამოსხივების მცირე ფართზე ფოკუსირებით), ამოცანა შეიძლება განვიხილოთ, როგორც ლაზერის ველის ურთიერთქმედება ატომში ან მოლეკულაში სუსტად ბმულ ელექტრონთან. ამ შემთხვევაში ელექტრონის ბირთვთან ურთიერთქმედება შეიძლება განხილული იყოს როგორც შემფოთება სისტემისა, რომელიც შედგება ლაზერულ ველისა და მასში მოთავსებული ელექტრონისაგან. კვანტური გენერატორი შეიქმნა ამიაკის მოლეკულების ნაკადზე და იძლეოდა გამოსხივებას მილიმეტრულ დიაპაზონში. ეს გამოსხივება მიეკუთვნება რადიოდიაპაზონს და ამ პრინციპზე აგებულ გამომსხივებლებს დაერქვათ "ლაზერი". ლაზერები, რომლებიც ასხივებენ ოპტიკურ, ინფრაწითელ და მასთან ახლო ულტრაიისფერ არეებში შეიქმნა მოგვიანებით. თანამედროვე მყარსხეულოვანი ლაზერებისთვის, რომლებიც მუშაობენ იმპულსურ რეჟიმში, სპექტრის სიგანე შეადგენს 10გიგაჰც-ს . (ეს შეესაბამება ენერგეტიკულ სიგანეს 40მეგე), ხოლო სპეციალურ დანადგარებში მიღწეულია სპექტრის სიგანე 10^3ც-ის რიგის.

ლაზერის სიმძლავრე

მონოქრომატულობის გარდა ლაზერული გამოსხივების წყაროებს გააჩნიათ ძალზე დიდი სიმძლავრეც მიიღწევა იმით, რომ ენერჯის დაგროვება ლაზერის აქტიურ გარემოში ხდება დიდი დროის განმავლობაში გამოსხივება კი ძალზედ მცირე დროის განმავლობაში. შედეგად ლაზერული იმპულსის სიმძლავრე რამოდენიმე რიგით აღემატება ლაზერული დაჭირხვნის წყაროს სიმძლავრეს. ამას გარდა ლაზერული სხივი, მონოქრომატულობის გამო, შეიძლება კარგად დავაფოკუსიროთ, ისე რომ განივი ზომები ფოკუსირების არისა იყოს ტალღის სიგრძის რიგის. ამ დროს იზრდება სხივური ენერჯის სიმკვრივე. შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ათვისებულია დიაპაზონი სიმძლავრისა 10^{19} ვტ/სმ². პირველი შედეგები უკვე მიღებულია დანადგარებისათვის, რომელთა სიმძლავრე 10^2 - 10^4 ჯერ მეტია.

ლაზერული იმპულსის ხანგრძლივობა

რადგან დიდი სიმძლავრე მიიღწევა მოკლე დროის განმავლობაში, თითოეული ლაზერული იმპულსის ხანგრძლივობა [33,31] წარმოადგენს მნიშვნელოვან პარამეტრს. რაც უფრო მოკლეა იმპულსი, მით უფრო დიდი გარჩევისუნარიანობა მიიღწევა, დროის მიხედვით, ფიზიკური, ქიმიური და ბიოლოგიური პროცესების შესწავლისას. მიღებულია ლაზერული იმპულსები, რომელთა ხანგრძლივობა შეადგენს რამოდენიმე ფემტო წამს ($1\text{ფწმ}=10^{-15}\text{წმ}$). ეს ნიშნავს, რომ ერთი იმპულსის განმავლობაში შეიძლება მოხდეს მხოლოდ რამოდენიმე ათეული რხევა ელექტრომაგნიტური ტალღისა. უნდა აღინიშნოს, რომ ლაზერული იმპულსის ხანგრძლივობის შემცირება ზრდის მისი გამოსხივების სპექტრის სიგანეს, ანუ ირღვევა მონოქრომატულობა. ჰეიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპიდან გამომდინარე, თუ ლაზერული იმპულსის ხანგრძლივობა ტოლია τ -სი, მაშინ სპექტრის ენერგეტიკული სიგანე არ შეიძლება იყოს უფრო მცირე, ვიდრე $h/2\pi\tau$, სადაც h -პლანკის მუდმივაა. ამიტომ, მაგალითად 10ფწმ ხანგრძლივობის იმპულსის შესაბამისი ენერგეტიკული სიგანე არ შეიძლება იყოს 0.06ევ-ზე უფრო მცირე.

კოჰერენტულობა

ლაზერული სხივის კიდევ ერთი მნიშვნელოვანი თვისებაა კოჰერენტულობა. ეს ნიშნავს იმას, რომ ლაზერული გამოსხივების ყველა ფოტონი იმყოფება ერთ ფაზაში, განსხვავებით სითბური გამოსხივების ფოტონებისა. სითბური გამოსხივებისას თითოეული ატომი ან მოლეკულა ასხივებს სინათლის კვანტს ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად. შედეგად სინათლის საერთო ნაკადში ფოტონების ფაზები განაწილებულია ქაოტურად. ლაზერული გამოსხივების წყაროებში კი ატომები და მოლეკულები ასხივებენ კვანტებს ერთდროულად, ამიტომ მათი ფაზები ერთნაირია. ამ თვალსაზრისით ლაზერული გამოსხივება წააგავს ჩვეულებრივი ანტენის გამოსხივებას. ერთერთი შედეგი კოჰერენტულობისა არის ლაზერული გამოსხივების მცირე კუთხური განშლადობა. გაზური ლაზერებისათვის, რომლებიც მუშაობენ უწყვეტ რეჟიმში განშლადობის კუთხე არ აღემატება 1მრად-ს . აქედან გამომდინარე შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ლაზერულ სხივს აქვს გამოკვეთილი

ცილინდრული ფორმა. გადავიდეთ ზოგირთი ეფექტის აღწერაზე, რომელიც თან ახლავს ლაზერების ატომებთან ურთიერთქმედებას.

დავწეროთ დროზე დამოკიდებული შემფოტების თეორიაგადასვლის ალბათობის ფორმულა შრედინგერის განტოლებას არასტაციონარული მდგომარეობისათვის ე.ი. ისეთი მდგომარეობისათვის, სადაც შემფოტებული მდგომარეობის ჰამილტონიანი და შემფოტების ენერგია დროზე ცხადად არის დამოკიდებული, აქვს შემდეგი სახე:

ძნელია ამ განტოლების მიახლოებითი ამოხსნისათვის შემფოტების თეორიის გამოყენება. არასტაციონარულ მდგომარეობაში ენერგია არ ინახება. ამ შემთხვევაში შემფოტების თეორიის ჩამოყალიბება შესაძლებელია მაშინ, როცა არასტაციონარული მდგომარეობის ჰამილტონიანი შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ შემდეგი სახით:

, სადაც $\hat{H}(x,t)$ შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც დროზე დამოკიდებული მცირე შემფოტების ოპერატორი, ხოლო $\hat{H}^0(x)$ არის სტაციონარული მდგომარეობების შესაბამისი ჰამილტონიანი.

ამოვხსნათ განტოლება:

როცა ცნობილია შესაბამისი სტაციონარული განტოლების

ვგულისხმობთ, რომ $\hat{H}(x,t)$ გაცილებით ნაკლებია $\hat{H}^0(x)$ -ზე, ასე რომ, იგი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც მცირე შემფოტება. თუ $t \leq t_0$ მომენტისათვის სისტემაზე არ მოქმედებდა

შემფოტება, მაშინ განტოლება მიირებს სახეს

ეს განტოლება ემთხვევა შემფოტების მდგომარეობის განტოლებას

ამ შემთხვევაში მდგომარეობა ხასიათდება გარკვეული ენერგიით $E = E_n^0$ და ადგილი აქვს ენერგიის შენახვას. დავუშვათ, რომ $t=0$ მომენტში სისტემაზე მოქმედებს იწყებს $\hat{H}(x,t)$ დროზე დამოკიდებული შემფოტება.

შემფოტების ჩართვის შედეგად ადგილი ექნება მდგომარეობის ცვლილებას. დავუშვათ რომ შემფოტება სისტემაზე მოქმედებს მხოლოდ T დროის განმავლობაში. შემფოტების ამორთვის შემდეგ სისტემის მდგომარეობა კვლავ სტაციონარული იქნება. იგი ხასიათდება

რადაც ახალი ენერგიით $E=E_m$. რომლის ზუსტი განსაზღვრა მხოლოდ საწყისი პირობებიდან და $\hat{H}(x,t)$ ოპერატორის სახიდან პრინციპულად შეუძლებელია.. მნიშვნელობები. შემფოთების ჩართვის შედეგად ადგილი აქვს სისტემის E_n მდგომარეობიდან E_m მდგომარეობაში გადასვლას. დროზე დამოკიდებული შემფოთების თეორიის მიზანია ამ გადასვლის ალბათობის მოძებნა. განტოლების ამოხსნა გავშალოთ სტაციონარული მდგომარეობის საკუთარი

ფუნქციების მიხედვით

ეს ფუნქცია შევიტანოთ

; განტოლებაში და გარკვეული გარდაქმნების შედეგად მივიღებთ:

პპ

სადაც

წარმოადგენს ბორის სიხშირეს $E_m \rightarrow E_k$ გადასვლისათვის, ხოლო

ჩანს, რომ $t=0$ მომენტში სისტემა იმყოფებოდა გარკვეულ მდგომარეობაში, ე.ი. ჩვენ გვაქვს შემდეგი საწყისი პირობები:

$$(k=1,2,3,\dots). \quad (1.1.8^*)$$

მიახლოებითი ამოხსნის მეთოდი მდგომარეობს შემდეგში: უშვებენ, რომ $C_k(t)$ კოეფიციენტები იმდენად ნელა იცვლება, რომ შეგვიძლია (1.1.7) განტოლების მარჯვენა მხარეში ისინი შევცვალოთ იმ მნიშვნელობებით, რომელიც მათ ჰქონდათ $t=0$ მომენტში, ე.ი. $C_k(t) = \delta_{nk}$ -ით მივიღებთ

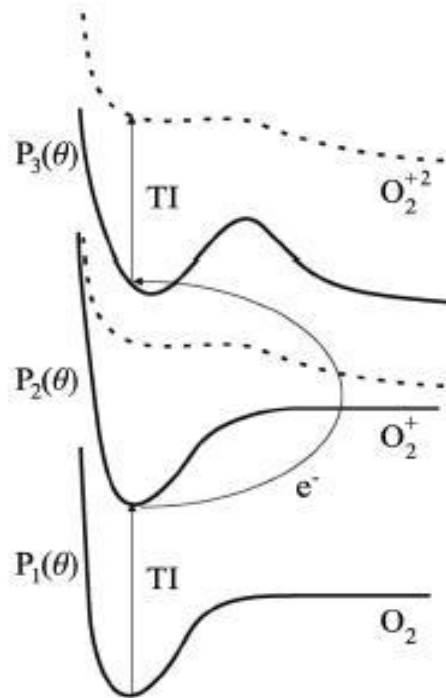
ამკარაა, რომ კვანტური მექანიკის ზოგადი დებულების გამო მოგვცემს ალბათობას იმისა, რომ სისტემა რომელიც $t=0$ მომენტში იმყოფებოდა $E=E_n$ მდგომარეობაში, შემფოთების გავლენით გადავა $E=E_m$ მდგომარეობაში. ამიტომ ეს ალბათობა იქნება სისტემის n -დან m მდგომარეობაში გადასვლის ალბათობა, გამოწვეული $\hat{H}(x,t)$ შემფოთებით.

მოლეკულური სტრუქტურის გავლენა, ფოტოდისსოციაციის პროცესში, მოკლე ლაზერული იმპულსის ურთიერთქმედებისას N_2 და O_2 მოლეკულებთან.

ცნობილია, რომ მოლეკულების ფოტოიონიზაციის ალბათობა ძლიერ ლაზერულ ველში დამოკიდებულია ლაზერული ველის პოლარიზაციაზე და მოლეკულის სიმეტრიაზე. კერძოდ, აზოტისა და ჟანგბადის მოლეკულებში გარე ორბიტალის სიმეტრია გავლენას ახდენს ორჯერადი ფოტოიონიზაციის პროცესზე. ექსპერიმენტულად ამის შემოწმება შესაძლებელი შეიქნა თანხვედრილი იონური წყვილის კუთხური განაწილების შესწავლის შედეგად. ეს იონები წარმოიშობიან მოლეკულის ორჯერადი იონიზაციის პროცესში ზღვრულ ლაზერული იმპულსის საშუალებით. ამ დროს მიიღება N_2^{2+} და O_2^{2+} საშუალოდ აგზნებული მოლეკულური მდგომარეობები, რომელთა დაშლას მივყავართ წყვილი იონის წარმოშობასთან. როდესაც ხდება მოლეკულის ფოტოიონიზაცია, ახდენს თუ არა გავლენას შიდა მოლეკულური და გარე ლაზერული ელექტრული ველების მიმართულებები იონიზაციის ალბათობაზე? N_2 მოლეკულის გარე ორბიტალის სიმეტრია არის $3\sigma_g$, მაშინ როცა O_2 - მოლეკულის გარე ორბიტალის სიმეტრიაა π_g . იონიზაციის ალბათობა შეიძლება დამოკიდებული იყოს სიმეტრიაზე სამუშაოში, გვირაბული ეფექტის ფარგლებში, გათვალისწინებულ იქნა იმ გარე ორბიტალის ასიმპტოტური ფორმა, რომლის დატოვებაც ხდება ელექტრონის იონიზაციის პროცესში. მოცემულ სამუშაოში მიიღება ელექტრონების კუთხური განაწილების სურათი იონურ ფრაგმენტთან თანხვედრის სქემაში. გამოკვლეულია როგორ გავლენას ახდენს გარე ორბიტალის სიმეტრია ორელექტრონიანი იონიზაციის ალბათობაზე და როგორაა ის დამოკიდებული \mathcal{P} კუთხეზე მოლეკულურ ღერძსა და ლაზერის პოლარიზაციურ ვექტორს შორის. N_2 -ის შემთხვევაში მიღებულ იქნა, რომ ელექტრონების ამოსვლის ალბათობა მაქსიმალურია მაშინ. როცა მოლეკულური ღერძი ორიენტირებულია პოლარიზაციული ვექტორის გასწვრივ, მაშინ როცა, O_2 -ის შემთხვევაში მოლეკულურ ღერძსა და პოლარიზაციის ვექტორის მიმართულებებს შორის უნდა იყოს გარკვეული კუთხე.

შედარებით დაბალი ინტენსივობის ლაზერული იმპულსებისათვის შეიძლება ჩაითვალოს, რომ მექანიზმი ორელექტრონიანი იონიზაციისა განხორციელდება ნახ.1-ზე მოყვანილი სქემის მიხედვით.

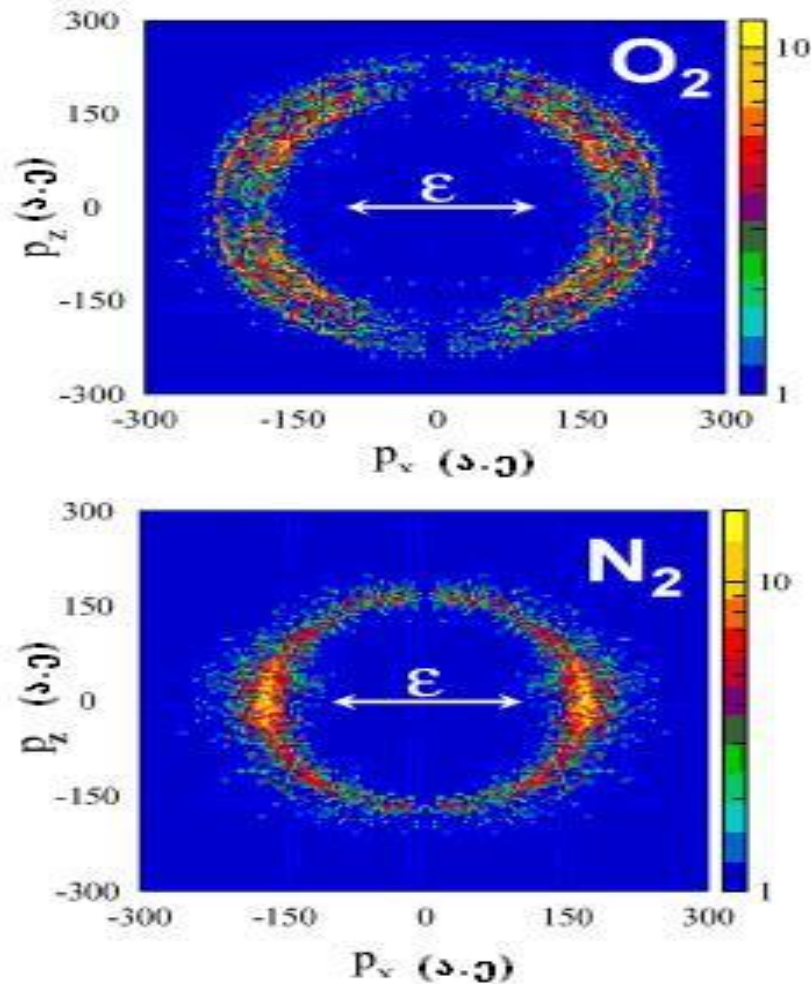
ორჯერადი იონიზაციის სქემატური სურათი



ეს სქემა ანალოგიურია იმისა, რომელიც რეალიზდება წყალბადის მოლეკულისათვის[8, 24]. პირველი საფეხური მოიცავს გარე ელექტრონის გამოსვლას მოლეკულიდან ბარიერული

იონიზაციის შედეგად. მოლეკულური ADK(Ammosov-Delone-Krainov) თეორიული მოდელის თანახმად ამ საფეხურისათვის კუთხურ განაწილებას აქვს მაქსიმუმი ზუსტად $\vartheta = 0^\circ$ გრადუსზე N_2 - მოლეკულის $3\sigma_g$ ორბიტალისათვის და $\vartheta = 40^\circ$ O_2 -მოლეკულის π_g ორბიტალისათვის.

ექსპერიმენტის პირობებში იზომებოდა ჯამური მომენტი თანხვედრილი იონური N^+ , N^+ და O^+ , O^+ -წყვილებისათვის, რომლებიც მიიღებოდა ზეწმ ხანგრძლივობის და შედარებით დაბალი სიმძლავრის $< 10^{14}$ ვტ/სმ² ლაზერული იმპულსის საშუალებით. ლაზერული სხივი მიმართული იყო z -ღერძის გასწვრივ, პოლარიზაციის ვექტორი x -ღერძის, ხოლო მოლეკულური ნაკადი y -ღერძის გასწვრივ.



მომენტის სივრცული განაწილების კვეთი XZ სიბრტყეში

ფერად სურათზე გამოხატული მკვეთრი მოყვითალო არე შეესაბამება იონების წყვილის ლოკალიზაციის არეს. ნახაზი გვიჩვენებს მათ კუთხურ განაწილებას

ატომების გაცივება და ჩაჭერა ლაზერულ ველში

1997 წ.ნობელის პრემია მიენიჭა პროფესორ ჩუს, (Steven Chu) სტენფორდის უნივერსიტეტიდან კლოდ კოენ-ტანუჯი, საფრანგეთი, პარიზი. უილიამ დ. ფილიპსი (NIST) გეიზერსბურგი, ამერიკა USA

ატომების გაცივებისა და ჩაჭერის მეთოდების განივი სიჩქარეებისთვის. ოთახის ტემპურატურაზე ატომების მოძრაობის სიჩქარეა 4000კმ/სთ

აირის გაცივებით შეიძლება მათი შენელება, მაგრამ ჯერ ისინი გადადიან თხევად მდგომარეობაში, შემდეგ მყარში, თუმცა ვაკუუმმა დაბალი კონცენტრაციის პირობებში

შესაძლებელია ავიცილოთ კონცენტრაცია და გაყინვა -270°C იც კი შეესაბამება სიჩქარეს 400კმ/სთ .

მხოლოდ აბსოლუტურ ნულთან მიახლოებისას (-273°C) მივიღებთ სიჩქარის მნიშვნელოვნად შემცირებას.

1 მკ (1 $\mu\text{კ}$) თავისუფალი წყალბადის ატომები მოძრაობენ $1\text{კმ/სთ}=25\text{ სმ/წმ}$.

ლაზერების გაცივებით $\mu\text{კ}$ ტემპერატურებზე შესაძლებელი გახდა ატომების ჩაჭერა ატომურ ჩამჩერებში.

მოდრავი ატომი ჩაყლაპავს ფოტონს, შენელებს (ფოტონთან დაჯახების გამო). შენელებული ატომი კიდე გამოასხივებს ფოტონს ოღონდ ნებისმიერი შემთხვევითი მიმართულებით, შემდეგ ისევ ჩაყლაპავს ფოტონს, გამოასხივებს და ა.შ.

ჩაყლაპვისას ის იმპულსს მიიღებს მოზრაობის საწინააღმდეგოდ, ხოლო გამოსხივებისას უკუცემის საშუალო იმპულსი იქნება 0-ს ტოლი.

ლაზერული გაცივების მეთოდი პირველად შემუშავდა 1985წ ჩუ-სა და მისი თანამშრომლების მიერ. ლაზერის სიხშირე ცოტათი მცირეა უძრავი ატომის გამოსხივების სიხშირეებთან, ამიტომ ფოტონს შთანთქავენ მხოლოდ ატომები, რომლებიც მიემართებიან ლაზერული სხივის გავცელების საწინააღმდეგო მიმართულებით, ამას ხელს უწყობს დოპლერის ეფექტი.

თავდაპირველად No -ის ატომების შეჩერება ხდებოდა გარკვეულ სიჩქარეში და შემდეგ ისინი ჩაიჩირებოდნენ 6 ურთიერთ საწინააღმდეგო მიმართულების (3 წყვილი ლაზერის ველში)

წარმოიშობა ძალა, რომელიც აღემატება სიმძიმის ძალას და ამის გამო ხდება ატომების შეთიშვა ჩამჭრის შუაში, ამ შემთხვევაში ატომები მართლაც არიან ჩაჭერილი და მათზე შესაძლებელია ექსპერიმენტების ჩატარება.

გვირაბული ეფექტი ლაზერულ ველში

მრავალფოტონიანი იონიზაციის პრინციპული განსხვავება ერთფოტონიანისაგან მდგომარეობს შემდეგში. რადგან თითოეული კვანტის ენერგია მრავალფოტონიან შემთხვევაში შეიძლება იყოს ძალიან მცირე, შედეგად დიდი იქნება რხევების პერიოდი. ამ დროს მრავალფოტონიანი შემთხვევა ზღვარში უნდა გადავიდეს ატომის იონიზაციაში მუდმივ ელექტრულ ველში.

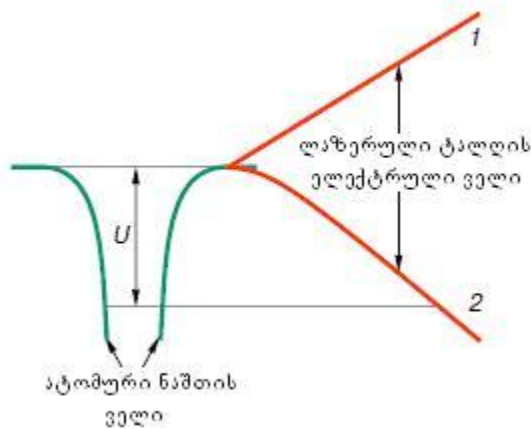
როგორც ცნობილია ველის გავლენით იონიზაცია კვანტურ-მექანიკურად აღიწერება, როგორც ელექტრონის გაჟონვა პოტენციალურ ჯებირში. სხვანაირად შეიძლება ჩამოვყალიბოთ ასე: იონიზაცია მუდმივ ელექტრულ ველში შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მრავალფოტონიანი შთანთქმა, როცა ცალკეული ფოტონის ენერგია მისწრაფის

ნულისაკენ, ხოლო რიცხვი შთანთქმული ფოტონებისა იზრდება უსასრულოდ. პირველად გვირახული ეფექტი თეორიულად აღწერა კელდიშმა

ცხადია, რომ ხარისხობრივი დამოკიდებულება კარგავს აზრს, როცა $q \rightarrow \infty$. ხარისხობრივი დამოკიდებულება გადადის ექსპონენციალურში:

$$N \sim \exp \left[-\frac{8\pi}{3h} \sqrt{\frac{mcE_i^3}{2\pi e^2 I}} \right]$$

ამ ფორმულაში m და e არის შესაბამისად ელექტრონის მასა და მუხტი, ხოლო E_i - ატომის იონიზაციის პოტენციალი. გვირახული ეფექტის განხორციელების პირობა ცვლად ველში თვისობრივად შეიძლება წარმოვიდგინოთ შემდეგნაირად იხილეთ ნახაზი.



ელექტრონზე მოქმედებს ცვლადი ელექტრული ველი, პერიოდული, ლაზერული სიხშირით. იმ შემთხვევაში, თუ ელექტრონი მოასწრებს გაჟონვას E_i სიმაღლის პოტენციალურ გვირახში ველის ცვლილების ნახევარპერიოდში, ის აღმოჩნდება იონიზირებული, გვირახული ეფექტის კანონზომიერებით და მისი გამოსავალი აღიწერება $N \sim \exp \left[-\frac{8\pi}{3h} \sqrt{\frac{mcE_i^3}{2\pi e^2 I}} \right]$ ფორმულით. წინააღმდეგ შემთხვევაში რეალიზდება მრავალფოტონიანი რეჟიმი, რომელიც აღიწერება $N \sim I^q$ ფორმულით.

მრავალფოტონიანი რეჟიმი, რომელიც აღიწერება $N \sim I^q$ ფორმულით.

ფოტოიონიზაცია ძლიერ ლაზერულ ველში

ლაზერების ურთიერთქმედებისას ატომურ ნაწილაკებთან იონიზაციის პროცესი შეიძლება განხორციელდეს სხვადასხვა გზით: მრავალფოტონიანი იონიზაცია, გვირახული იონიზაცია, ბარიერსზედა(ჯებირსზედა) დაშლა ატომური ნაწილაკისა ცვლად ველში. თეორიულმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ მრავალფოტონიანი იონიზაცია და გვირახული

ეფექტი წარმოადგენს ერთი არაწრფივი იონიზაციის პროცესის ორ ზღვრულ შემთხვევას. ამ პროცესების განვითარების შესაძლებლობა დამოკიდებულია სამ პარამეტრზე: ელექტრომაგნიტური გამოსხივების w -სიხშირეზე, ელექტრული ველის დამაბულობის F -ამპლიტუდაზე და ატომური ნაწილაკის იონიზაციის პოტენციალზე.

როგორც უკვე ვიცით მრავალფოტონიან ზღვარში იონიზაციის ალბათობა დროის ერთეულში შემდეგნაირადაა დამოკიდებული ველის დამაბულობაზე:

$$w \propto F^{2K}$$

სადაც $K = \langle E_i / \omega + 1 \rangle$ შთანთქმულ ფოტონთა რიცხვია. აქ E_i ატომის იონიზაციის პოტენციალია. ამ ნაშრომში გამოყენებულია ატომურ ერთეულთა სისტემა ($e = m_e = \hbar = 1$). გვირბული იონიზაციის ზღვარში ალბათობა ექსპონენციალურად იზრდება ველის დამაბულობის გაზრდით:

$$w \propto \exp \left[-\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \right]$$

განვიხილოთ წყალბადის ატომის შემთხვევა, როცა ის იმყოფება ძირითად მდგომარეობაში და მასზე მოქმედებს მუდმივი ელექტრული ან წრიულად პოლარიზებული ელექტრომაგნიტური ველი. როცა $F \ll 1$, მაშინ

$$w = \frac{4}{F} \exp \left(-\frac{2}{3F} \right)$$

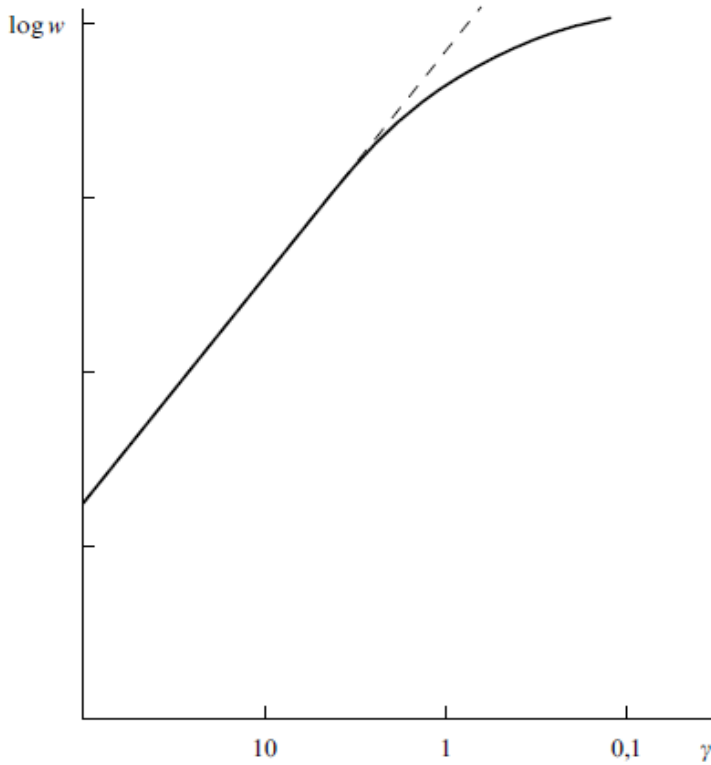
უნდა აღინიშნოს, რომ ეს ფორმულა კარგავს პრაქტიკულ მნიშვნელობას ძალიან მცირე სიდიდის დამაბულობისათვის $F \geq 0.01$ წრფივად პოლარიზებული ველის შემთხვევაში უნდა გავაკეთოთ ცვლილება $F \rightarrow F \cos \omega t$ და გავასაშუალოთ ალბათობა ველის პერიოდის მიხედვით.

$$w = 4\sqrt{\frac{3}{\pi F}} \exp \left(-\frac{2}{3F} \right)$$

საზღვარი მრავალფოტონიან და გვირბულ იონიზაციას შორის განისაზღვრება ადიაბატურობის პარამეტრით:

მნიშვნელობები $\gamma^2 \gg 1$ შეესაბამება მრავალფოტონიან იონიზაციას (ის რეალიზდება შესაბამისად დიდი სიხშირისა და მცირე დამაბულობის ველებისათვის), მაშინ როცა $\gamma^2 \ll 1$ შეესაბამება გვირაბულ იონიზაციას

ამრიგად სიხშირის ფიქსირებული მნიშვნელობისათვის, ინტენსივობის გაზრდასთან ერთად, ჯერ უნდა რეალიზდებოდეს მრავალფოტონიანი, შემდეგ კი გვირაბული იონიზაცია



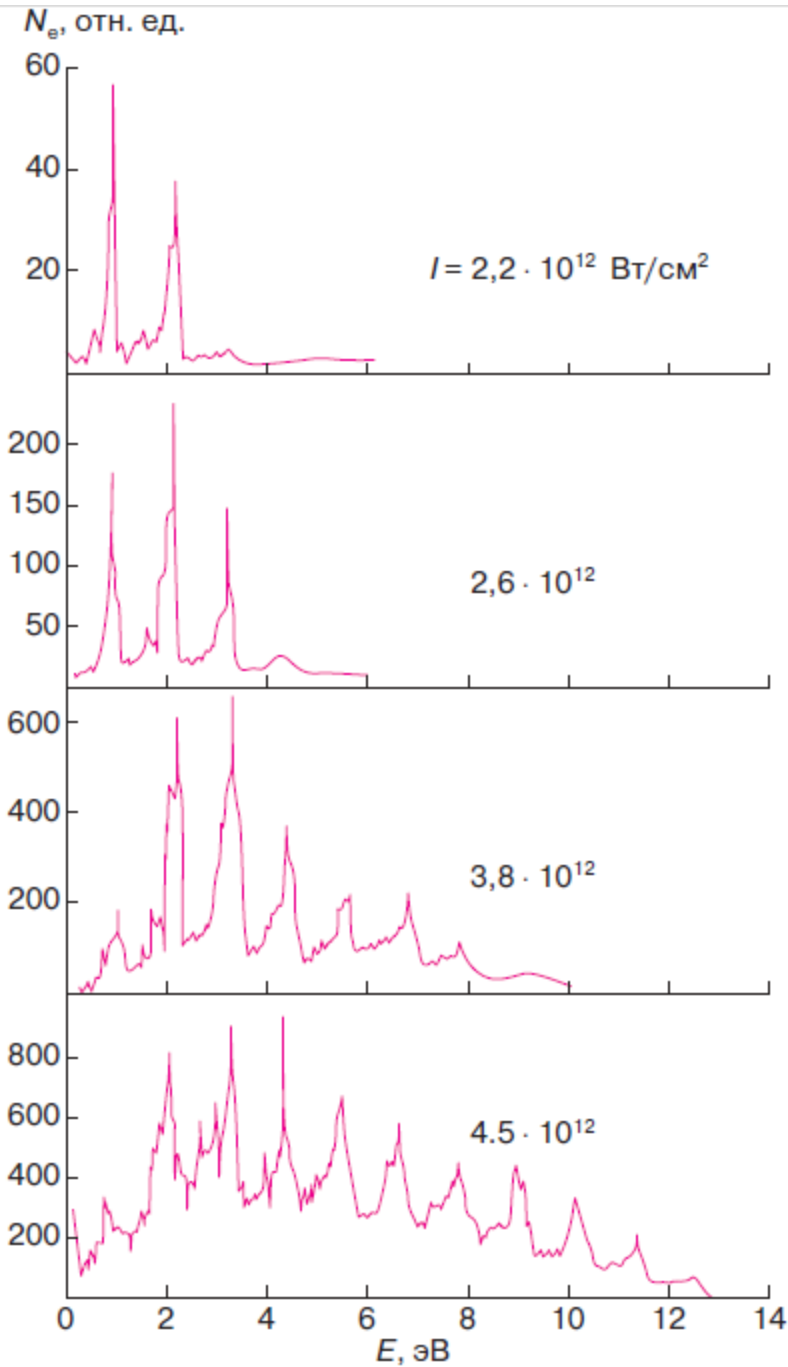
იონიზაციის ალბათობის ლოგარითმის γ პარამეტრზე დამოკიდებულების სქემატური სურათი.

ჯებირსზედა და გვირაბული იონიზაცია

ჯებირსზედა იონიზაცია ეწოდება პროცესს, როცა იქმნება იმის შესაძლებლობა, რომ შთანთქმას იმ მინიმალურ რაოდენობაზე მეტი კვანტი, რომელიც საჭიროა ატომური ნაწილაკის იონიზაციისათვის. დამატებითი კვანტის შთანთქმის ალბათობა იზრდება სიმძლავრის ზრდასთან ერთად:

$$\frac{W_{N+1}}{W_N} \sim P$$

ერთიმხრივ გაუგებარია რატომაა შესაძლებელი დამატებითი კვანტის შთანთქმა მაშინ, როცა უკვე შთანთქმული ფოტონების შედეგად უნდა გამონთავისუფლდეს ელექტრონი, რომელიც უკვე აღარ შთანთქავს ფოტონს, რადგან ის თავისუფალია. თავისუფალი ელექტრონის მიერ ფოტონის შთანთქმა აკრძალულია იმპულსისა და ენერგიის შენახვის კანონებით. ეს შეხედულება ეყრდნობა იმ მოსაზრებას, რომ ჯერ ხდება N კვანტის შთანთქმა და შემდეგ დამატებით კიდევ K ფოტონის. ეს მოსაზრება არ აღწერს პროცესის რეალურ სურათს. მრავალფოტონიანი პროცესი არ შეიძლება დაიშალოს ელემენტარულ შემადგენელ ქვეპროცესებად. შთანთქმა ყველა $N + K$ ფოტონისა ხდება ერთდროულად. ჯებირსზედა დაშლის პროცესების ექსპერიმენტული დაკვირვებისათვის საჭიროა წარმოშობილი ფოტოელექტრონების ენერგიის რეგისტრაცია. ენერგეტიკული სპექტრი ელექტრონებისა ჯებირსზედა შთანთქმის პროცესში უნდა შედგებოდეს ცალკეული პიკებისაგან, რომლებიც ერთმანეთისაგან განსხვავებული იქნებიან ველის კვანტის ენერგიით $\hbar\omega$. ასეთი სახის სპექტრებს პირველად დააკვირდნენ 1979 წელს, ქსენონის ატომების იონიზაციისას, 10^{12} - 10^{13} ვტ/სმ² ინტენსივობის Nd-ლაზერის მეორე ჰარმონიკით (10645მ), განხილულ შემთხვევაში რეალიზდებოდა 11 კვანტიანი



ექსპერიმენტმა აჩვენა, რომ სიმძლავრის გაზრდით პიკების რაოდენობა სპექტრში იზრდება. ასევე მნიშვნელოვანია ის ფაქტი, რომ რაღაც კრიტიკული სიმძლავრისათვის (მოცემულ შემთხვევაში $2,6 \cdot 10^{12}$ ვტ/სმ²) ზედმეტი ფოტონების შთანთქმის ალბათობა ხდება უფრო მეტი, ვიდრე იონიზაციისათვის საჭირო რაოდენობის ფოტონების შემთხვევაში. სიმძლავრის შემდგომი გაზრდით უფრო ალბათური ხდება მეტი და მეტი ფოტონის შთანთქმა. ასე მაგალითად ინტენსივობისათვის $P=4,5 \cdot 10^{12}$ ვტ/სმ² დომინირებენ პიკები, რომლებიც შეესაბამება დამატებით $K=2-4$ ჯგერისზედა კვანტის შთანთქმას. მოცემულ

შემთხვევაში თანაფარდობა (3.3.1) აღარ სრულდება. არასწორია თეორიული მიდგომა იმის შესახებ, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღის ელექტრული დამაბულობის სიდიდე მცირეა ატომშიგა ველის დამაბულობასთან შედარებით. წყალბადის ატომისათვის ატომშიგა ველი ბორის პირველ ორბიტაზე ტოლია:

$$F_a = \frac{e}{a_0^2}$$

სადაც $a_0 = \hbar^2 / me^2 = 0.529 \text{ \AA}$ - ბორის რადიუსია. ლაზერის შესაბამისი ინტენსიობა შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგნაირად:

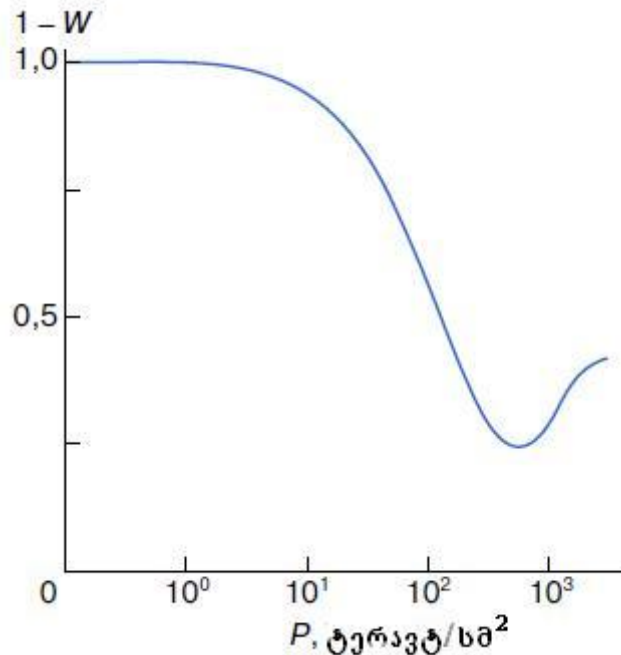
$$P_a = \frac{cF_a^2}{8\pi}$$

და $P_a \approx 3,5 \cdot 10^{16} \text{ ვტ/სმ}^2$.

ლაზერულ ველს, რომლისთვისაც $P > P_a$ ეწოდება ზეატომური. ცხადია სხვადასხვა ატომური ნაწილაკისათვის შიგა ატომური ველის დამაბულობა სხვადასხვაა. როგორც წესი სავალენტო ელექტრონებისათვის ეს ველები შედარებით მცირეა და შეადგენენ 10^{15} - 10^{16} ვტ/სმ², ხოლო უარყოფითი ატომებისათვის კიდევ უფრო მცირე სიდიდეს 10^{14} ვტ/სმ²-ს.

სტაბილიზაციის ეფექტი

ზეატომურ ველებში რეალიზდება საინტერესო ეფექტები [34,29], რომელიც დაკავშირებულია იონიზაციის პროცესის შეზღუდვასთან (სტაბილიზაცია). ამ ეფექტების არსი მდგომარეობს იმაში, რომ ლაზერის სიმძლავრის გაზრდით, რაღაც კრიტიკული მნიშვნელობის ზემოთ, მცირდება იონიზაციის ალბათობა. ანუ ინტენსივობის გაზრდით ატომური სისტემა ხდება უფრო სტაბილური.



ატომური დასახლების $1 - W$ ალბათობის (არაიონიზაციის)

დამოკიდებულება ლაზერული იმპულსის სიმძლავრეზე P

ეს შედეგი მიღებულია თეორიულ გათვლებში წყალბადის უარყოფითი H^- იონის იონიზაციის პროცესში, რომელიც ხორციელდება ლაზერული იმპულსისათვის, რომლის ხანგრძლივობაა 20 ფმწმ და $\hbar\omega = 5\text{ევ}$.

იმ პირობებში, როცა $P > Pa$ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ გარე ლაზერის ელექტრომაგნიტურ ველში იმყოფება თავისუფალი ელექტრონი, რომელიც განიცდის დამატებით ზემოქმედებას ბირთვის სტატიკური ველისა (ან ატომური ნარჩენის). ამასთან რაც უფრო დიდია ლაზერის ინტენსიობა, მით უფრო თავისუფალია ელექტრონი. ხოლო თავისუფალი ელექტრონი კი არ შთანთქავს ფოტონს. ელექტრომაგნიტურ ველში თავისუფალი ელექტრონი განიცდის რხევას ამპლიტუდით:

$$a_e = \frac{eF_0}{m\omega^2}$$

(სადაც F_0 - ელექტრომაგნიტური ველის ელექტრული დამახულობის ამპლიტუდური მნიშვნელობაა. ელექტრონის ენერგია გასაშუალებული რხევის პერიოდის მიხედვით (პონდერომოტორული პოტენციალი) ტოლია:

$$\varepsilon_e = \frac{eF_0^2}{4m\omega^2}$$

ცხადია, რომ ძლიერ ველში ამ ენერჯიის შეფარდება კვანტის ენერჯიასთან ტოლია:

$$\frac{\varepsilon_e}{\hbar\omega} = \frac{eF_0^2}{4m\hbar\omega^3}$$

ის შეიძლება იყოს საკმაოდ დიდი. ეს ნიშნავს იმას, რომ სანამ მოქმედებს ელექტრომაგნიტური ტალღა ელექტრონი შემორტყმულია ფოტონებით. ინგლისურენოვან ლიტერატურაში მათ ჩაცმულ ელექტრონებს(dressed electron) უწოდებენ. როცა ლაზერის მოქმედება შეწყდება მხოლოდ მაშინ შეიძლება ვილაპარაკოთ ატომური ნაწილაკის მდგრადობაზე იონიზაციის მიმართ. ლაზერის მოქმედების პერიოდში ელექტრონი იყო თავისუფალი და მონაწილეობას იღებდა რხევით მოძრაობაში, რომლის ამპლიტუდაც აღემატება ატომური ნაწილაკის ზომებს. სისტემის ასეთ მდგომარეობას ძნელია ვუწოდოთ არაიონიზირებული. თუმცა გენერაციის იმპულსის უკუფრონტზე ელექტრონი კარგავს თავის რხევით ენერჯიას და ბრუნდება საწყის ბმულ მდგომარეობაში. ჩატარებული ანალიზიდან ჩანს რამდენად რთულია სტაბილიზაციის ეფექტის ექსპერიმენტული დაკვირვება. ნებისმიერი ლაზერული იმპულსი ხასიათდება გენერაციის წინა და უკანა ფრონტის ხანგრძლივობით, რომლის განმავლობაშიც ინტენსივობა იცვლება ნულიდან მაქსიმუმამდე და უკან. შეიძლება აღმოჩნდეს, რომ ატომის იონიზაცია მოხდეს ჯერ კიდევ გენერაციის წინა ფრონტზე, მანამ სანამ ლაზერის ინტენსივობა მიაღწევს ზეატომურ მნიშვნელობას. გათვლები აჩვენებენ, რომ იონიზაციის ასაცილებლად გენერაციის წინა ფრონტზე საჭიროა მათი ხანგრძლივობა იყოს ისეთი, რომ შეიცავდეს ოპტიკური რხევის მხოლოდ რამოდენიმე პერიოდს(რამოდენიმე ფმ წმ).

გადავიდეთ კვანტურ აღწერაზე.

$$|\psi(\vec{r}, t)|^2$$

$$|\psi(\vec{r}, t)|^2$$

წარმოადგენს ალბათობის სიმკვრივეს იმისა, რომ ელექტრონი აღმოჩნდება წერტილში კოორდინატით \vec{r} დროის მოცემულ t მომენტში. შედეგად ელექტრონი

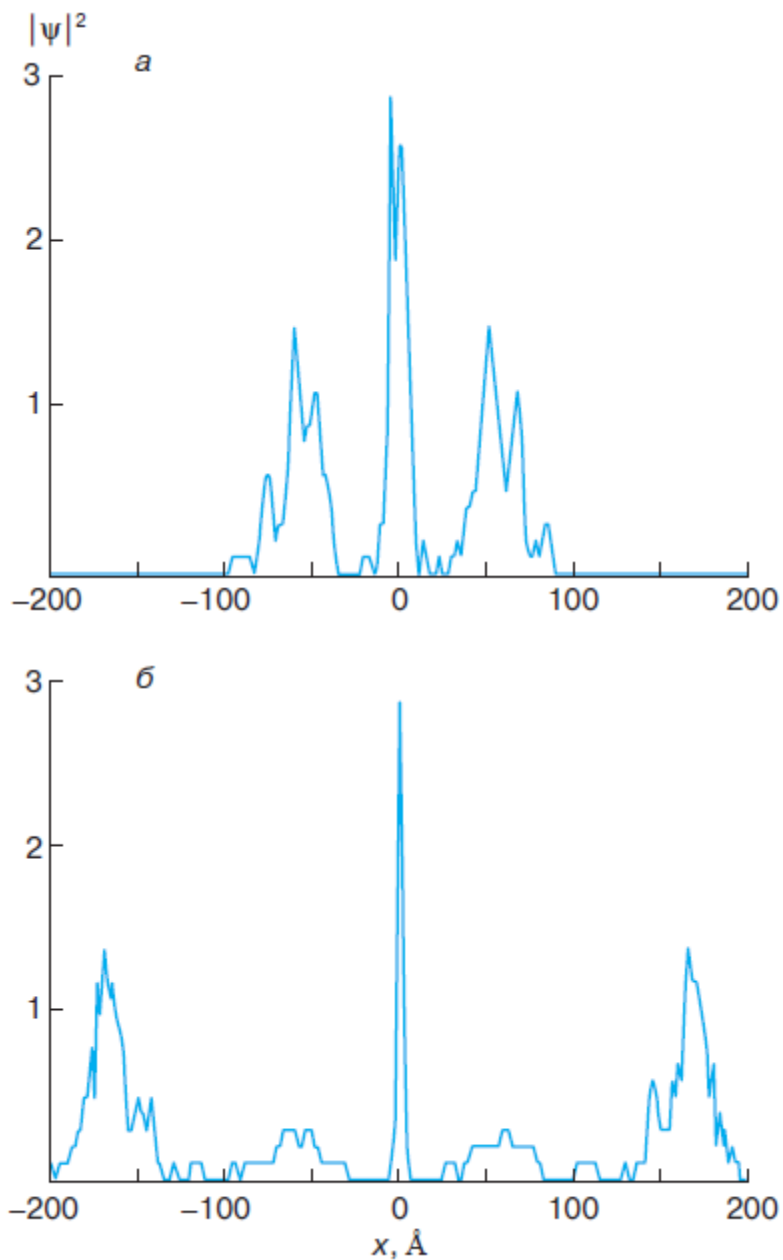
დელოკალიზირებულია(განრთხმულია) არეში სადაც ტალღური ფუნქცია $\psi(\vec{r}, t)$ განსხვავებულია ნულისაგან. ლოკალიზაციის არის შემოსაზღვრულობას, ჰეიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპიდან გამომდინარე, თან ახლავს იმპულსის განშლადობა. ამის შედეგად ტალღური პაკეტი, რომელიც აღწერს ელექტრონის მდგომარეობას იშლება დროის განმავლობაში, ანუ იზრდება ლოკალიზაციის ზომა სივრცეში. მოვიყვანოთ მაგალითი. ვთქვათ საწყის მდგომარეობაში ელექტრონი ლოკალიზებულია ბორის რადიუსის ზომის

არეში. მაშინ, ჰეიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპიდან გამომდინარე, განშლადობა სიჩქარისა შეადგენს

$$\Delta v \sim \frac{\hbar}{ma_0} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ სმ/წმ}$$

ეს ნიშნავს, რომ ძალიან მოკლე იმპულსებისათვისაც კი $\tau \sim 10$ წმ ლოკალიზაციის არე ლაზერის მოქმედების შემდეგ შეადგენს $\Delta x \sim \Delta v \cdot \tau \sim 200 \text{ \AA}$ -ს, რაც ორი რიგით აღემატება ატომის ზომას. ფაქტობრივად ეს ნიშნავს იმას, რომ კვანტური განშლადობა არღვევს სტაბილიზაციას, ყოველ შემთხვევაში მკვეთრად ამცირებს არაიონიზაციის ალბათობას. მიუხედავად ამისა ზემოთ მოყვანილი განხილვა ძლიერ ველში თავისუფალი რხევების შესახებ თვისობრივად სწორად აღწერს სიტუაციას ზემოკლე იმპულსებისათვის.

ნახ-ზე მოყვანილია თეორიული გათვლების შედეგი ალბათობის სიმკვრივისათვის ელექტრონის იონიზაციისთვის იმ შემთხვევაში, როცა ის იმყოფება პოტენციალურ ორმოში. 9ა შეესაბამება იმ შემთხვევას, როცა მიიღწევა მაქსიმალური სიმძლავრე. როგორც ვხედავთ წინა ფრონტზე შეიქმნა ორი ტალღოვანი პაკეტი, რომლებიც ცილდება ატომს ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით, მაშინ როცა ტალღური ფუნქციის მნიშვნელოვანი ნაწილი ლოკალიზებულია ატომის ცენტრის მახლობლობაში და შეესაბამება თითქმის თავისუფალი ელექტრონის რხევას. ნახ.9ბ შეესაბამება ლაზერული იმპულსის დამთავრების შემდგომ მომენტს. იმპულსის უკუფრონტზე ასევე ჩამოყალიბდა ორი პაკეტი, რომელიც ცილდება ერთმანეთს საწინააღმდეგო მიმართულებით. ამასთან მნიშვნელოვანი ნაწილი ტალღური ფუნქციისა (განხილულ შემთხვევაში 50%) დაბრუნდა საწყის მდგომარეობაში, რომელიც შეესაბამება არაიონიზირებულ ატომს.



ელექტრონული

ალბათობის სიმკვრივის განაწილება ლაზერულ ველში წყალბადის უარყოფითი ატომისათვის, სტაბილიზაციის რეჟიმში: ა-ლაზერული იმპულსის მაქსიმუმისათვის, ბ-იმპულსის დამთავრების შემდეგ.

H_2^+ –ის დინამიური გვირაბული იონიზაცია ინტენსიურ ლაზერულ ველში

განვიხილოთ გვირახული იონიზაციის მექანიზმი, როცა ინტენსიურ ლაზერულ ველში იმყოფება მოლეკულური ნაწილაკი. მაგალითისათვის შეიძლება მოვიყვანოთ [11] სამუშაოს შედეგები რომელშიც, წყალბადის მოლეკულური იონის იონიზაცია ხდება წრფივად პოლარიზებული ლაზერული სხივით. ფიქსირებული ბირთვების შემთხვევაში გამოყენებულია დროზე დამოკიდებული შრედიანგერის განტოლება და შედარებულია უახლეს ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. მოცემულ სამუშაოში გამოთვლილია დინამიური გვირახული იონიზაციის რეზონანსების წარმოშობის ალბათობა, რომელიც დამოკიდებულია ლაზერის ტალღის სიგრძეზე, ინტენსივობაზე და მოლეკულური ბმის სიგრძეზე (ბირთვებს შორის მანძილი). მოლეკულის ფოტოიონიზაციის შედეგები, $\lambda=1064$ ნმ ტალღის სიგრძის ლაზერული იმპულსისათვის, კარგად აიხსნება სტატიკური გვირახული იონიზაციის ფარგლებში. შედარებით მოკლე ტალღებისათვის $\lambda=790$ ნმ აუცილებელია დინამიური შესწორების გათვალისწინება. თეორიული გამოთვლების შედარება იონური სპექტრის შესწავლის თანამედროვე ექსპერიმენტულ მონაცემებთან გვიჩვენებს, რომ ეს შედეგები კარგად აიხსნება მოცემული თეორიული მოდელის ფარგლებში. ეს შედეგები, ლაზერის მაღალი ინტენსივობის პირობებში, წარმოაჩენენ ერთ პიკიან რეზონანს და ფოტონიზაციის ალბათობის შეფასების კარგ სიზუსტეს. დაბალი ინტენსივობის პირობებში იონიზაციის ალბათობისათვის მიიღება 2 პიკი, როცა პოლეკულური ბმის სიგრძე იცვლება.

მაღალი ინტენსივობის პირობებში ფოტოიონიზაციის მექანიზმი, ინფრაწითელი და ოპტიკური ტალღის სიგრძის დიაპაზონისათვის, ადრეულ თეორიულ ნაშრომებში აიხსნება სტატიკური გვირახული ეფექტის მოდელის ფარგლებში. ამ შემთხვევაში ფოტოიონიზაციის ალბათობა არაა დამოკიდებული ტალღის სიგრძეზე და მოლეკულის შიდა სტრუქტურაზე [18]. მოდელის ვარგისიანობის შესაფასებლად შეიძლება გამოყენებულ იქნას γ_k კელდიშის პარამეტრი,

სადაც $|E|$ ელექტრონის ბმის ენერჯიაა, ხოლო U_0 პონდერომოტორული ენერჯია მოცემულ ლაზერულ ველში. იმ შემთხვევაში, როცა $\gamma_k \ll 1$, იონიზაციურ პროცესში დომინირებს სტატიკური გვირახული ეფექტი და პოტენციალის ფორმა მნიშვნელოვან გავლენას (ექპონენციალური ხასიათის) ახდენს იონიზაციის ალბათობაზე. ბირთვებს შორის გარკვეული კრიტიკული მანძილისთვის იონიზაციის ალბათობა მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებულია სწრაფი იონური ფრაგმენტების ენერჯიის სიდიდეზე. [4]

კრიტიკული მანძილის არსებობა არის გამოვლენილი მონოატომური მოლეკულებისათვის და ასევე მცირე ზომის გაიშვიათებული აირის კლასტერებისათვის. გვირახული პროცესი გაცილებით სწრაფია მოლეკულის რხევით მოძრაობასთან შედარებით. ასეთ შემთხვევაში შეიძლება გამოყენებულ იქნას ფიქსირებული ბირთვების მოდელი (ბორნ-ოპენგეიმერის), თუმცა გაჟონვის დრო შეიძლება უფრო მეტი იყოს ვიდრე ოპტიკური ლაზერის იმპულსის ხანგრძლივობა (პერიოდი). მოცემულ პირობებში პროცესი უფრო ზუსტად შეიძლება აღიწეროს დინამიური გვირახული ეფექტის საშუალებით. აღწერილია

პირობები რომელშიც ლაზერის ტალღის სიგრძისათვის $\lambda=7906\text{მ}$ და ინტენსივობისათვის $I=10^{14}\text{ვტ/სმ}^2$ შეიძლება რეალიზდებიდეს ეს ეფექტი. თეორიული შედეგები მოცემული ტალღის დიაპაზონისათვის არ ეთანხმება რხევის ციკლით გასაშუალოებული სტატიკური ველის მოდელს, თუმცა შედეგები კარგად ემთხვევა ექსპერიმენტულს. მრავალელექტრონიან მოლეკულაში იონიზაციის პროცესი შესაძლოა შესწავლილ იქნას თვისობრივად სხვადასხვა მიახლოებაში. ერთელექტრონიან მოდელში რეზონანსული იონიზაცია, სტატიკურ ველში პოტენციალური ჯებირის გავლით [14, 21], ხდება მანძილებზე, რომელიც აღემატება ბირთვებს შორის მანძილებს და იძლევა დაბალი ენერჯიის იონების გამოსავალს.

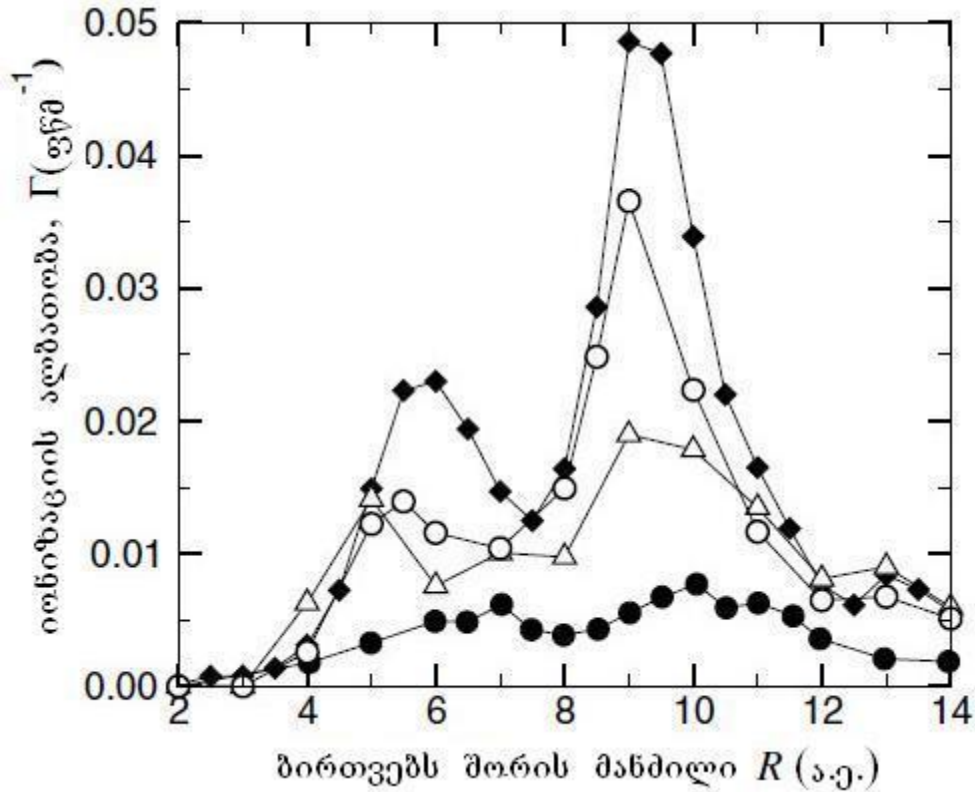
ექსპერიმენტებმა, ინფრაწითელი ტალღებისათვის [7, 22], აჩვენეს რომ, წყალბადის მოლეკულური იონის ფოტოიონიზაციის პროცესში, მნიშვნელოვანი წვლილი შეაქვს მრავალფოტონიან იონიზაციას იმ შემთხვევაში, როცა ლაზერული იმპულსის ინტენსივობა შეესაბამება იმ პირობებს, რომლებშიც არ შეიძლება დინამიური ველის ეფექტის გავლენის უგულვებელყოფა [23]. შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ლაზერული იმპულსები გრძელი ტალღის დიაპაზონში ქმნიან კვაზი სტატიკურ ველს პირობებში, როცა კელდიშის პარამეტრი $\gamma_k \ll 1$. მაგალითად წყალბადის ატომების ლაზერულ იმპულსთან ურთიერთქმედების პროცესში წმინდა გვირაბული ეფექტი მიიღწევა მაშინ, როცა კელდიშის პარამეტრი $\gamma_k \approx 0.1$ და ლაზერის ინტენსივობა $I > 1 \times 10^{16}\text{ვტ/სმ}^2$. ხოლო ტალღის სიგრძისათვის $\lambda=8006\text{მ}$ და ლაზერის ინტენსივობისათვის $I \approx 3 \times 10^{14}\text{ვტ/სმ}^2$ [9], $\gamma_k \approx 0.7$.

ამ ბოლო პირობებისათვის იონიზაციის ალბათობა კარგად გამოითვლება, თუმცა სტატიკური გვირაბული მოდელი არ იძლევა კორექტული შეფასების საშუალებას. რეზონანსის ადგილისა და ალბათობისათვის ფაქტიურად ლაზერული ეფექტები გავლენას ახდენენ, ცვლიან იონიზაციის ალბათობას და წარმოშობენ ელექტრონული აგზნების რეზონანსებს. მოცემულ სამუშაოები პირდაპირ არის ამოხსნილი დროზე დამოკიდებული შრედინგერის განტოლება. ე.ი. მოცემული ამონახსნი არ შეიცავს ბირთვების მოძრაობასთან დაკავშირებულ შესწორებებს. გამოყენებულია ატომური ერთეულები, მოლეკულური იონები იმყოფებიან ძირითად მდგომარეობაში. ახასიათებთ ბმის სიგრძე $Re=2.0$ და ბრუნვითი მოძრაობის მუდმივა $Be=1,36 \times 10^4$. თუ ლაზერული იმპულსის ხანგრძლივობა შედარებით მოკლეა ($\approx 20\text{ფმ წმ}$, ბრუნვითი მოძრაობის პერიოდი $T_{rot} \approx 1/Be \approx 200\text{ფმ წმ}$), მაშინ შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ლაზერის მოქმედება არის მყისიერი, მომენტალური. ამიტომ მოცემულ შემთხვევაში იონების ენერგეტიკული სპექტრისათვის ექსპერიმენტული შედეგები ემთხვევა თეორიულს და შეგვიძლია დავწეროთ შრედინგერის განტოლება:

$$H_e \Psi_e(\mathbf{r}, t) = i \frac{\partial}{\partial t} \Psi_e(\mathbf{r}, t)$$

სადაც H_e არის ელექტრონის ჰამილტონიანი და $\Psi_e(\mathbf{r}, t)$ არის ელექტრონის ტალღური ოპერატორი. მონოქრომატული წრფივად პოლარიზებული სინათლისთვის, რომლის პოლარიზაციის ვექტორი პარალელურია ბირთვებს შორის ღერძისა, ამოცანას აქვს ცილინდრული სიმეტრია ბირთვებს შორის ღერძის მიმართ. მოცემულ

პირობებში ელექტრონების ჯამური ორბიტალური მომენტის პროექცია ბირთვებს შორის ღერძზე წარმოადგენს კარგ კვანტურ რიცხვს Λ .



ამრიგად ელექტრონის მდგომარეობა სრულად შეიძლება აღიწეროს რადიალური ρ და აქსიალური z კოორდინატების საშუალებით. როცა კოორდინატა სათავე მოთავსებულია ბირთვებს შორის.

ელექტრონული ტალღური ფუნქცია შეიძლება ჩაიწეროს როგორც $\Psi e(\rho, z, t)$ და ელექტრონული ჰამილტონიანი

$$H_e(R; \rho, z; t) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{\Lambda^2}{2\rho^2} + V_e(R, \rho, z) + V_{m-1}(z, t)$$

სადაც R არის ბირთვებს შორის მანძილი, რომელთაც აქვთ მუხტები Z_1 და Z_2 ,

არის ელექტრონული პოტენციალი

$$V_e(R, \rho, z) = -\frac{Z_1}{\sqrt{\rho^2 + (z + \frac{1}{2}R)^2}} - \frac{Z_2}{\sqrt{\rho^2 + (z - \frac{1}{2}R)^2}}$$

$$V_{m-1}(z, t) = zF_0 f(t) \cos \omega t$$

სადაც F_0 არის ელექტრული ველის მაქსიმუმი, ω კუთხური სიხშირე, $f(t)$ არის იმპულსის მომენტები.

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi t}{\tau_1}\right) \right], & 0 \leq t \leq \tau_1, \\ 1, & \tau_1 \leq t \leq \tau_1 + \tau_2, \\ \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi(t - \tau_2 - 2\tau_1)}{\tau_1}\right) \right], & \tau_1 + \tau_2 \leq t \leq \tau_2 + 2\tau_1, \\ 0, & t < 0, \quad t > \tau_2 + 2\tau_1, \end{cases}$$

სადაც იმპულსის ფრონტის სიგანე არის τ_1 და ხანგრძლივობა τ_2 .

$\Delta\omega = 1/\tau_2$ განხილულ შემთხვევაში $\tau_1 = 5$ ციკლი და $\tau_2 = 10$ ციკლი.

$$\phi(\rho, z, t) = (2\pi\rho)^{1/2} \Psi_e(\rho, z, t)$$

Σ ჯამისათვის ($\Lambda=0$) დროზე დამოკიდებულების განტოლება არის

$$[T_z + T_\rho + V_m(\rho, z, R) + V_{m-1}(z, t)]\phi(\rho, z, t) = i \frac{\partial}{\partial t} \phi(\rho, z, t),$$

სადაც

$$T_\rho \equiv -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{4\rho^2} \right), \quad T_z \equiv -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right).$$

დასკვნა

მოცემულ ნაშრომში გაკეთებულია თეორიული და ექსპერიმენტული მონაცემების მიმოხილვა. ძირითადად მოყვანილია უახლესი შედეგები. ნაჩვენებია, რომ ფოტოონიზაციის ალბათობა მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული სამიზნე ობიექტის სიმეტრიაზე და ლაზერული სხივის პოლარიზაციის ხარისხზე. ნაშრომის ძირითადი ნაწილი ეხება ლაზერული ველის ატომურ ნაწილაკებთან ურთიერთქმედების მექანიზმს. კერძოდ განხილულია მრავალფოტონიანი, გვირახული და ჯგებირსზედა იონიზაციის პროცესების

რეალიზაციის მექანიზმები, მათი ალბათობის დამოკიდებულება ლაზერული იმპულსის ინტენსიობაზე და ხანგრძლივობაზე.

გამოყენებული ლიტერატურის ნუსხა:

1. ვ.ი. მამასახლისოვი, ი.შ. ვაშაკიძე, გ.ა. ჭილაშვილი. კვანტური მექანიკა, *თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის გამომცემლობა*, თბილისი 1959.
2. A. Talebpour, S. Larochelle, and S. Chin. *J. Phys.* **B 31**, (1990).
3. Chelkowski S, Zuo T and Bandrauk A D 1992 *Phys. Rev. A* **46** R5342
4. Codling K and Frasiniski L J 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** 783
5. C. Guo, M. Li, J. P. Nibarger, and G. N. Gibson, *Phys. Rev.* **A 58**, R4271 (1998).
6. *D.P. Craig and T. Thirunamachandran* Molecular Quantum Electrodynamics. Dover Publications, INC. Mineola, New York 11501
7. Gibson G N, Li M, Guo C and neira J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2022
8. H. Niikura *et al.*, *Nature (London)* **417**. 917 (2002).
9. Kulander K C, Mies F H and Schafer K J 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2562
10. L'Huillier A, Lompré L A, Mainfray G and Manus C 1992 *Atoms in Strong Fields* ed M Gavril (Boston, MA: Academic) p 139
11. Ling-You Peng *et al.* Dynamic tunneling ionization of in intense fields. *J. phys. B: At. Mol. Opt. Phys* 36(2003) L295-L302.
12. Mevel E *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **70** 406 (1993)
13. *Muller H.G. et. al.* Adiabation Stabilization: Observation of a Surviving Population // *Phys. Делоне Н.Б.* Многофотонные процессы // *Соросовский Образовательный Журнал.* 1996. №3. С. 75.
13. *Делоне Н.Б.* Многофотонные процессы // *Соросовский Образовательный Журнал.* 1996. №3. С. 75-81.
14. Л.В. Келдыш, Ионизация в поле сильной электромагнитной волны, *ЖЭТФ*, **47**, 1945-1956 (1964).
15. *Ранонорм Л.П., Зон Б.А., Манаков Н.Л.* Теория многофотонных процессов в атомах. М.: Энергоатомиздат, 1978.
16. *Феборов М.В., Делоне Н.Б.* Многофотонная ионизация атомов: новые эффекты // *Успехи физ. Наук.* 1989. Т. 158. С. 215.

17. A. S. Alnaser, S. Voss, X. -M. Tong, C.M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, T. Osipov, B. Shan, Z. Chang, and C. L. Cocke. Effects Of Molecular Structure on Ion Disintegration Patterns In Ionization of O₂ and N₂ by Short Laser Pulses. Phys. Rev. Letters, 2004, V 93, N11.