بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۴-۱۲ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

بررسی اثر شدت در تولید پالس های آتوثانیه تحت شرایط اولیه حالت همدوس

رامین رستمی ، سعید باطبی، فروغ حسین زاده

گروه فیزیک دانشگاه گیلان ، خیابان نامجو ، رشت

dr.raminro@gmail.com

چکیده – به منظور بدست آوردن پالس آتو ثانیه کوتاه، به حل معادله شرودینگر یک بعدی برای یون هلیوم پرداختیم. با بدست آوردن تبدیل فوریه‌ی شتاب دو قطبی القایی برای یک میدان لیزر با پارامترهای اولیه، طیف هارمونیک های مرتبه بالا را رسم کردیم. در این روش از برهم نهی ویژه حالت های شعاعی،با در نظر گرفتن تابع موج اولیه به عنوان حالت پایه R_{10} و حالت برانگیخته‌ی R_{20}، وسپس، باتغییر شدت میدان لیزر یک طیف پیوسته بدست آوردیم. با کنترل دقیق پارامتر شدت، پهنای طیفی و بهره هماهنگ ها افزایش می‌یابد. در نهایت یک پالس منفرد پر شدت آتوثانیه بدست می‌آید.

کلید واژه- تولید هارمونیک های مرتبه بالا، پالس آتو ثانیه منفرد، میدان لیزر سه رنگی

Study of the effect of intensity on the generation of attosecon pulses under initial conditions of the coherent state

Ramin rostami, Saeed batebi ,Forouq hosseinzadeh

Abstract- In order to get a short attosecond pulse,we solved 1D Schrödinger equation for a helium ion. By Applying the forier transformation of the induced dipole acceleration , we succeed to depict high order harmonics for a laser field with the first parametrs. In this method, by considering the initial wave equation as the superposition of the ground state R_{10} and the excited state R_{20}, and then,by varying the laser field intensities,we created a continuous spectrum. By carefully controlling the intensity parameters, spectral width and efficiency of the harmonics increases. Finally, an intense, single attosecond pulses is obtained.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-01]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

تولید هارمونیک های مرتبه بالا(HHG[۱])تاکنون پیشرفته ترین روشی بوده است که توانسته پالس های آتوثانیه منفرد را تولید کند. این پدیده زمانی اتفاق می افتد که اتم ها یا مولکول ها با لیزر شدید بر هم کنش می کنند. پالس های آتوثانیه تولید شده از هارمونیک های مرتبه بالا ،ابزارهای مهمی برای مطالعه و بررسی حرکت الکترون ها در داخل اتم ها و مولکول ها هستند. زیرا واحد اتمی، ۲۴ آتوثانیه است، که مقیاس زمانی حرکت الکترون در اتم نیز می باشد. هر دو بخش تئوری و تجربی نشان داده اند که طیف HHG یک مشخصه عمومی دارد: این طیف در تعداد کمی از هماهنگ های اول کاهش می یابد، سپس یک ناحیه تخت[۲] را نشان می دهد ودر نهایت با یک بسامد قطع[۳] به پایان می رسد. روندHHG را می توان به وسیله مدل سه مرحله ای نیمه کلاسیکی[۱و۲] کاملا درک کرد. در این مدل ابتدا الکترون در یک سد پتانسیل که بوسیله پتانسیل کولونی و پتانسیل میدان لیزری شکل گرفته است، تونل می‌زند. سپس شتاب گرفته وتحت تاثیر میدان لیزری، انرژی جنبشی بدست می‌آورد. در نهایت الکترون با یون مادر باز ترکیب می‌شود و یک فوتون گسیل می‌کند. انرژی این فوتون برابراست با: $\mathrm{E_{cutoff}} = \mathrm{I_p} + 3.17\mathrm{U_p}$، که در آن I_p پتانسیل یونیزاسیون و $U_p = \frac{e^2E^2}{4m_e\omega^2}$ انرژی پاندرماتیو الکترون آزاد در میدان لیزری و $\mathrm{E_{cutoff}} = \hbar\omega_c$ انرژی قطع است [۱و۲]. در واحد اتمی می توان $\mathrm{U}_p \propto \mathrm{I}\lambda^2$ نوشت. مقدار $\mathrm{I_p}$ ثابت است. بنابراین انرژی قطع با $\hbar\omega_c \propto \mathrm{I}\lambda^2$ متناسب خواهد بود. اینجا λ طول موج و ω_c بسامد قطع است و همانطور که می بینیم با شدت و طول موج متناسب است[۳]. بنابراین برای اینکه بسامد قطع در هماهنگ بالاتری رخ دهد دو راه داریم، یا باید طول موج را افزایش دهیم و یا باید شدت لیزر را افزایش دهیم که ما راه دوم یعنی افزایش شدت را انتخاب کردیم. با افزایش شدت، همانطور که نشان دادیم ($\hbar\omega_c \propto \mathrm{I}\lambda^2$) بسامد قطع نیز افزایش می‌یابد که این رویداد را در طیف های هارمونیک مشاهده خواهیم کرد. یعنی با افزایش شدت، بسامد قطع نهایی در طیف هارمونیک رو به جلو حرکت کند. ازطرفی می‌دانیم که افزایش شدت لیزر تا بی‌نهایت، به دلیل محدودیت پتانسیل یونیزاسیون واشباع یونیزاسیون اتم، غیر ممکن است.

۲- تئوری

محاسبات ما بر مبنای حل معادله ی شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی و بر اساس تقریب تک الکترون فعال است [۴و۵] (محاسبات در واحد اتمی انجام شده است).در این تقریب تنها یک الکترون شتاب دار می‌شود وفوتون ساطع می‌کند. در محاسبات، از پتانسیل کولونی هموار شده $\mathrm{V(x)}=-2/\sqrt{x^2+0.5}$برای یون هلیوم (He^+) استفاده می‌کنیم (0.5 پارامتر هموار ساز است). همچنین، میدان لیزر که در نظر گرفتیم، میدان لیزر سه رنگی است[۳و۴]و به صورت زیر است:

$$E(t) = \sum_{i=1}^{3} E_0 \left(\exp\left(-4\ln(2)\frac{t^2}{\tau_i^2}\right)\cos(\omega_0 t + \phi_i)\right) \quad (۱)$$

اینجا ω_0, E_0, ϕ_i و τ_i (i=1,2,3)به ترتیب فرکانس ،دامنه ،فاز و مدت تپش برای میدان لیزری اصلی وکنترلی است. طول موج، بازه زمانی[۴]وشدت همه‌ی میدان ها یکسان و به ترتیب برابر800nm ، 10ft و$5\times10^{14}\ \frac{W}{cm^2}$ است. با داشتن تابع موج $\psi(x.t)$ وابسته به زمان ، شتاب دوقطبی القایی را

[۱] High order harmonics generation

[۲] plateaue

[۳] cut off

[۴] duration

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

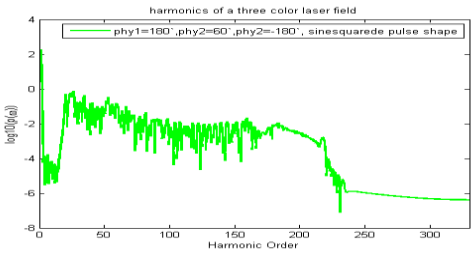
[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-01]

بدست آورده و از طریق آن طیف هماهنگ را از تبدیل فوریه(d(t بدست می‌آوریم. پالس آتوثانیه از بر هم نهی چندین مرتبه از هارمونیک ها بدست می آید[۵]. تابع حالت اولیه برای معادله شرودینگر به صورت بر هم نهی از ویژه تابع های شعاعی R_{10} و R_{20} به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\psi(z.t=0)=\frac{1}{\sqrt{2}}(R_{10}+R_{20}) \qquad (۲)$$

۳-نتایج محاسبات وشبیه سازی:

با توجه به اینکه بهره HHG های تولید شده برای بسیاری از برنامه های کاربردی ضعیف هستند. در نتیجه برای تولید تک پالس آتوثانیه شدید باید بهره‌ی طیف هارمونیکی را افزایش داد. درشکل ۱طیف هارمونیک لیزر سه رنگی تابع موج اولیه، برای حالت تابع $\psi(z,t=0)=\exp(|z|)$ رسم شده است. تک پالس آتوثانیه در حدود 200 آتوثانیه است و چندان مطلوب نمی باشد.

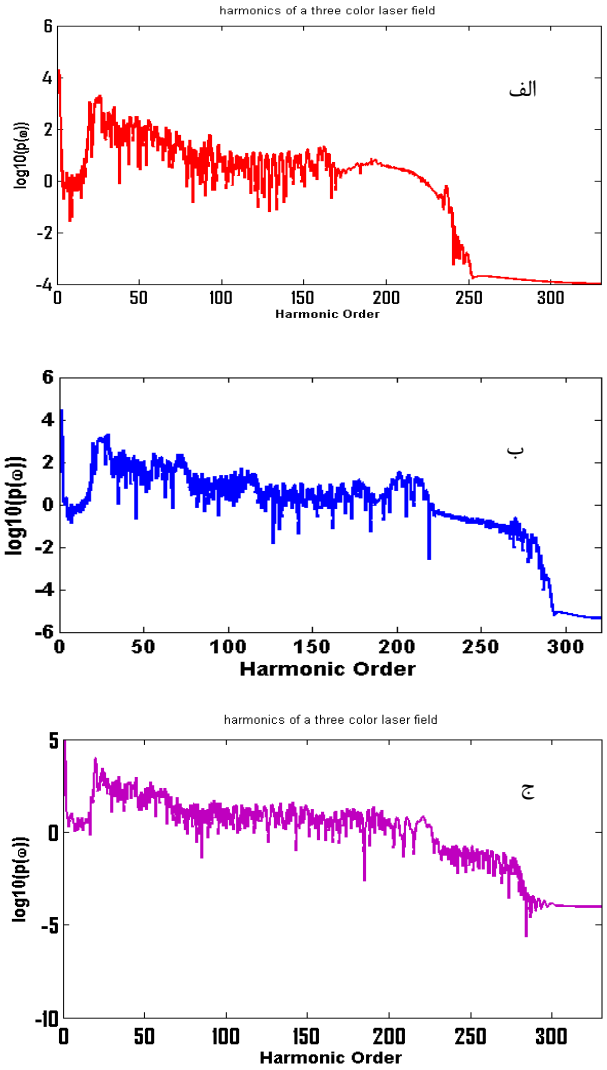


شکل۱:طیف حاصل از تابع موج اولیه (R_{10}) رسم شده است.

بنابراین طیف هارمونیک HHG را به حالت

$$\psi(z.t=0)=\frac{1}{\sqrt{2}}(R_{10}+R_{20})$$

تغییر می‌دهیم(در شکل۲منحنی بنفش) تا بهره‌ی طیف افزایش یابد. ناحیه تخت در برهم نهی همدوس حالت های R_{10}وR_{20} حداقل چهار مرتبه بیشتر از حالت اولیه R_{10} است . وقتی حالت اولیه یک برهم نهی همدوس از حالت های R_{10} وR_{20} باشد ،گذار دوقطبی بین حالت های مقید وپیوستار می تواند کاهش یابد، که در آن حالتR_{20} مسئول یونیزاسیون و جمعیت حالت های پیوستار است.به همین دلیل افزایش بهره برای طیف هارمونیک حالت همدوس برای برهم نهی حالت های R_{10} وR_{20} ، نسبت به حالت اولیه R_{10} ایجاد می‌شود[۵].



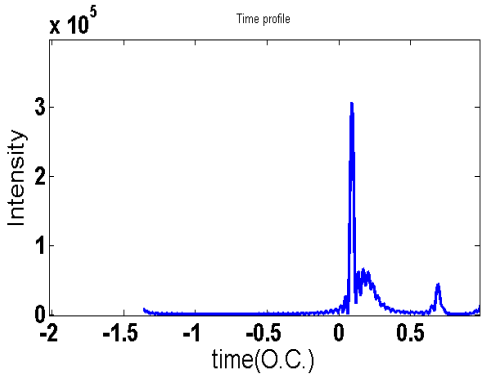
شکل۲: طیف هارمونیک یون هلیوم برای برهم نهی همدوس حالت های R_{10}وR_{20}، برای الف) شدت I=1 (منحنی قرمز)، ب) I=2.5 (منحنی آبی)، ج)I=5 (منحنی بنفش).

درمقایسه منحنی سبز و منحنی بنفش مشاهده می‌کنیم که شدت ناحیه تخت طیف هارمونیکی ما افزایش یافته است که باعث بدست آمدن پالس آتو ثانیه بهتر می‌شود. در این مقاله پارامتر I را از 1 تا 5 با مقدار اختلاف 0.5 افزایش می‌دهیم. به منظور مقایسه بهتر طیف های هارمونیکی ویافتن بهترین تک پالس آتوثانیه ، ما فقط سه مقدار I=1 (منحنی قرمز)

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-01]

I=2.5، (منحنی آبی) ، I=5 (منحنی بنفش) در نظرمی-گیریم(شکل۲). همان طور که در مقدمه ذکر شد با افزایش شدت باید بسامد قطع نیز افزایش یابد($\hbar\omega_c \propto I\lambda^2$) و این را در طیف های هارمونیک شکل۲ مشاهده می کنیم. در این شکل با افزایش شدت، بسامد قطع به جلو حرکت می‌کند. همچنین راستای عمودی نمودار معرف شدت است، بنابراین با افزایش شدت، طیف هارمونیک در سطح بالاتری قرار می-گیرد.



شکل۳:نمودار تک پالس آتو ثانیه برای طیف منحنی آبی در شکل۲ به ازای شدتI=2.5

درمنحنی آبی(شکل۲ب) ارتفاع ناحیه تخت نسبت به منحنی بنفش مقداری کاهش یافته ولی عمق بسامد[۵] آن کاهش یافته و مرتبه هارمونیک بسامد قطع نیز افزایش یافته است. همچنین در منحنی آبی بسامد قطع شدید تری داریم. این خصوصیات باعث بدست آوردن پالس آتوثانیه بهتر می‌شود. همانطور که در شکل۳ می‌بینید با افزایشI (شدت)میزان ارتفاع ناحیه تخت افزایش می‌یابد. در منحنی قرمز نوسانات کاهش بیشتری می‌یابد ولی ارتفاع ناحیه تخت کاهش قابل توجهی داشته است. همچنین بسامد قطع ملایم تری نسبت به منحنی قرمز دارد که مطلوب نیست. طیف منحنی آبی تک پالس بهتری در مقایسه با دو منحنی دیگر دارد. پهنای پالس بدست آمده در حدود 68 آتو ثانیه است (شکل۳). ارتفاع پالس اصلی تقریبا پنج برابر بلند ترین پالس فرعی[۶] است که مطلوب است. در ضمن برای دو طیف دیگر پهنای زمانی پالس بدست آمده در محدوده‌ی آتوثانیه نبوده که به همین دلیل از مقایسه صرف نظر شده است.

۴- نتیجه گیری:

ما بطور تئوری طیف HHG وابسته به شدت و در نتیجه تک پالس آتوثانیه برای مدل یون He^+ گونه توصیف کردیم. در مرحله اول با آماده سازی یون های He^+ در یک برهم نهی همدوس از حالت R_{10} وR_{20} ، شدت طیف هارمونیک افزایش یافته است. در مرحله دوم با تغییر I میدان اصلی، به وضوح ناحیه تخت عریض تر با نوسانات کمتر تر و در نتیجه پالس با پهنای زمانی بهتری بدست می‌آید.

مراجع

[1] P.B.corkum , phys. Rev. lett, vol. 71 , pp.1994 ,1993 .
[2] M .Lewenstein, Ph. Balco,M .Yivanov ,A. L'Huillier and P.B. corkum, phys. Rev.A . ,vol .49, pp .2117,1994.
[3] Xu Cao, Shicheng Jiang, Chao Yu, Yunhui Wang, Lihua Bai, and Ruifeng Lu, Opt. Express 22, 26153-26161 (2014)
[4] Platonenko,V. T.,2001Qquantum Electron.,31,55.
[5] M.Mohebbi,optik-Int.J.Light Electron opt.(2014)

[۵] modulation

[۶] Satellite pulse

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-01]