بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ 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

تولید پالس منفردآتوثانیه با بهینه سازی میدان لیزر و با جبران فاز خطی میدان لیزر سه رنگ

فاطمه عقیلی، سعید باطبی و فروغ حسین زاده

دانشکده فیزیک دانشگاه گیلان خیابان نامجو رشت

چکیده – در این مقاله ضمن حل معادله شرودینگر وابسته به زمان تک بعدی، تولید پالس منفرد آتوثانیه را شبیه سازی می کنیم وبا اعمال میدان های تک رنگ ،دو رنگ و سه رنگ طیف های هارمونیک های مرتبه بالای آنها رابدست آورده و با هم مقایسه می کنیم سپس با جبران فاز خطی میدان اصلی سه رنگی وبه دست آوردن ضریب کنترل فاز مناسب، شرایط بهینه برای تولید این پالس های کوتاه را در اتم هلیوم بررسی کرده ودر ادامه با برهم نهی چندین مرتبه از هارمونیک های نزدیک به بسامد قطع تک پالس کوتاه ۷۶آتوثانیه را بدست می آوریم.

کلید واژه-پالس آتوثانیه، هارمونیک های مرتبه بالا، پالس منفرد.

Generation of an isolated attosecond pulse by optimizing the laser field by applying a linear phase compensation to the three color laser field

Fatemeh Aghili , Saeed Batebi and Forouq Hosseinzadeh

Department of Physics, University of Guilan, Rasht

Abstract- In this paper we simulate the generation of an isolated attosecond pulse by solving the time dependent 1D Schrödinger equation for single Helium atom, and by using the one color, two color and three color laser field ,we generate the high harmonic spectrum and compare them with each other. Then by adding a linear phase compensation to the three color laser field and gaining the suitable phase control factor we investigate the best way to generate these ultra-short pulses in Helium atom. By superposing several harmonics in cut off vicinity, we obtain an isolated 76 attosecond pulse.

Keywords: attosecond pulse, High harmonic generation, isolated pulse.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-11-13]

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

۱- مقدمه

امروزه پالس های آتوثانیه از اهمیت قابل توجهی برخوردار هستند و کاربرد های فراوانی دارند از جمله ابزار های مهمی برای مطالعه و کنترل دینامیک الکترون ها در داخل اتم ها و مولکول ها می باشند.

پیشرفته ترین روش برای تولید پالس های آتو ثانیه تولید هماهنگ های مرتبه بالا (HHG)می باشد که پدیده ای به شدت غیرخطی است. تولید هماهنگ مرتیه بالا(HHG) زمانی ایجاد میگردد که یک پالس لیزر به گاز نجیب اعمال گردد.طیف HHG یک مشخصه عمومی دارد درواقع شدت این طیف در تعداد کمی از هارمونیک های اول کاهش می یابد سپس ناحیه ای هموار از هارمونیک هایی با شدت های نسبتا یکسان تشکیل می دهد(ناحیه تخت) و در نهایت به یک افت سریع شدت که بسامد قطع(cutoff)نام دارد ختم می شود.

برای توضیح HHG از روش نمیه کلاسیکی سه مرحله ای استفاده میکنیم [1]که در آن ابتدا الکترون از سد پتانسیل کولنی تونل زنی میکند سپس در میدان لیزری شتاب میگیرد و در آخر با بازگشت به یون مادر بازترکیب شده و فوتونی با بیشینه انرژی برابر ($I_p + 3.17U_p$) تولید میکند که در آن I_P پتانسیل یونیزاسیون و U_P انرژی پاندرماتیو الکترون آزاد در میدان لیزری می باشد.

برای کاربردهای عملی ،پالس های آتو ثانیه منفرد مفیدترند ،از این سو هدف ما بدست آوردن تک پالس آتوثانیه می باشد.[2] و بیشتر تمرکز روی تولید پالس آتو ثانیه منفرد می باشد از این رو تکنیک های فراوانی برای افزایش بازدهHHG وجود دارد .

۲-تئوری

محاسبات ما بر مبنای حل معادله شرودینگر وابسته به زمان تک بعدی برای یون هلیوم می باشد.در محاسبات طبق رابطه(۱) از پتانسیل کولنی استفاده شده است که Z عدد اتمی گاز مورد استفاده و a =0.5 پارامتر هموار سازی می باشد .ومیدان لیزری که در نظر گرفتیم به صورت رابطه (۲) می باشدکه در آن E_{0i}،ω_i،φ_i،$f_i(t)$، τ_i و(i=1,2,3) به ترتیب دامنه، فرکانس، فاز، پوش و مدت تپش میدان لیزری (تمام پهنا در نصف بیشینه)برای میدان اصلی و میدان کنترلی اول و میدان کنترلی دوم می باشند.

با حل معادله شرودینگر و رسیدن به تابع موج Ψ (x,t) قادر خواهیم بود شتاب دو قطبی القایی را به شکل رابطه(۳) بدست آوریم.وطیف HHG را با استفاده از تبدیل فوریه شتاب دوقطبی به صورت رابطه(۴) بنویسیم.ودر نهایت با برهم نهی چندین مرتبه از هارمونیک ها، پالس آتو ثانیه را طبق رابطه (۵) بدست می آوریم،کهd_q تبدیل فوریه شتاب دوقطبی القایی وابسته به زمان می باشدو به صورت رابطه (۶)تعریف می شود.

$$V(z) = -\frac{Z}{\sqrt{a^2+z^2}} \qquad (۱)$$

$$E(t) = \sum_{i=1}^{3} E_{0i}\, f_i(t)\cos(\omega_i t + \varphi_i) \qquad (۲)$$

$$f_i(t) = 2\ln 2\left(\left(\frac{t}{\tau_i}\right)^2\right) \qquad ; i = 1,2,3$$

$$d(t) = \langle \Psi | -\frac{dV}{dt} + \varepsilon(t) | \Psi \rangle \qquad (۳)$$

$$p_q(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^T d(t) e^{-i\omega t} \qquad (۴)$$

$$I(t) = \left| \sum_q d_q e^{-iq\omega t} dt \right|^2 \qquad (۵)$$

$$d_q = \int d(t) e^{-iq\omega t} dt \qquad (۶)$$

۳-تحلیل نتایج

با در نظر گرفتن میدان اصلی $800(nm)$ و شدت $10^{14}(w/cm^2)$ پس از انجام محاسبات و شبیه سازی، طیف هارمونیک های مرتبه بالا را با قرار دادن اتم هلیوم در برابر میدان لیزری تک رنگ بدست می آوریم. طیف آبی رنگ شکل (۱)نشانگر میدان لیزری تک رنگ می باشد.سپس با اضافه کردن میدان کنترلی اول $2000(nm)$ وشدت کنترلی $1.2\times10^{14}(w/cm^2)$ به میدان لیزری اول طیف هارمونیک مرتبه بالا را برای میدان لیزری دورنگ بدست می آوریم ،که

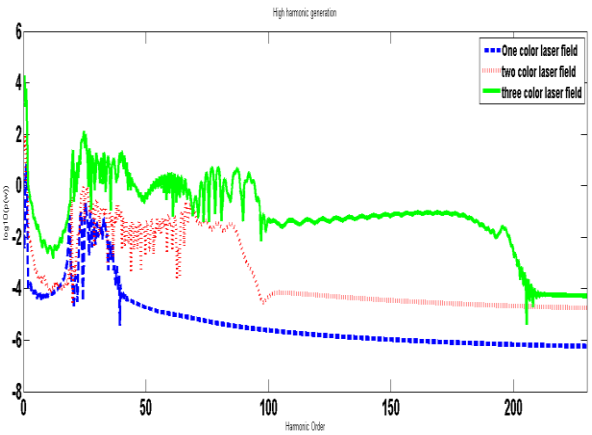
این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-11-13]

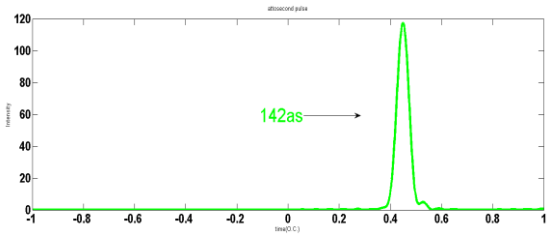
با رنگ قرمز نشان داده شده است .در ادامه با افزودن میدان کنترلی دوم $2200(nm)$ وشدت کنترلی دوم $1.5\times10^{14}(w/cm^2)$ به میدان دو رنگ، طیف هارمونیک های مرتبه بالا را برای میدان لیزری سه رنگ [3] بدست آورده و با رنگ سبز در شکل (۱)نمایش میدهیم.

طبق رابطه $U_p \propto I\lambda^2$ [3] انرژی پاندرماتیو با شدت و طول موج رابطه مستقیم دارد درواقع با افزایش شدت و طول موج، بسامد قطع در هماهنگ های بالاتری صورت می گیرد،همانطور که در شکل مشاهده می شود طیف میدان سه رنگ نسبت به دو میدان دیگر دارای ناحیه تخت وسیعتری است و بسامد قطع در هارمونیک های بالاتر صورت گرفته است.[3] این امر منجر به تولید پالس آتوثانیه کوتاهتری نسبت به دو میدان دیگر می گردد،و از آنجایی که هدف ما بدست آوردن یک پالس کوتاهتر است برای ادامه مراحل از میدان سه رنگی استفاده میکنیم.

با برهم نهی هارمونیک های 130 تا 180ام قادر خواهیم بود یک پالس منفرد 142(as) را بدست آوریم.(شکل۲)

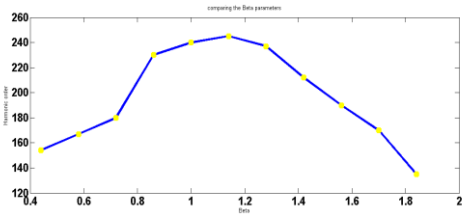


شکل(۱): طیف های هماهنگ های مرتبه بالای سه میدان تک رنگ،دو رنگ و سه رنگ.



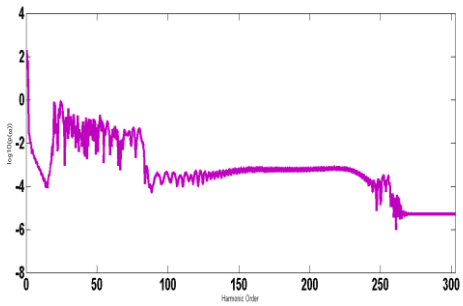
شکل(۲):پروفایل زمانی پالس آتوثانیه منفرد با برهم نهی هارمونیک های مرتبه 130 تا 180ام برای میدان لیزری سه رنگی.

در مرحله بعد با جبران فاز خطی[4] (اعمال چیرپ) تابع $\delta(t)=-\beta\omega t^2$ را به میدان سه رنگی اضافه میکنیم با تغییر ضریب کنترل فاز (پارامتر β) از 0.4 تا 2 به اندازه ی 0.14، در می یابیم که این پارامتر در جابجایی نقطه بسامد قطع نقش بسزایی دارد،بنابراین برای انتخاب پارامتر چیرپ مناسب و بهینه، طیف HHG را برای مقادیر مختلف β رسم کرده و نقاط بسامد قطع را بررسی میکنیم. مطابق با شکل(۳)، نقطه ی قطع برای پارامترهای چیرپ از 0.4 تا 1.14 افزایش میابد. پس از آن، با افزایش پارامتر چیرپ، نقطه ی قطع کاهش میابد. بنابراین، پارامتر چیرپ بهینه $\beta=1.14$ می باشد. [5]



شکل(۳):بسامد قطع طیف هارمونیک ها بر حسب β های متفاوت.

با در نظر گرفتن مقدار بهینه پارامتر چیرپ ،طیف هارمونیک های مرتبه بالای میدان سه رنگی چیرپ دار را مطابق شکل (۴)رسم می کنیم.همانطور که ملاحظه می شود بسامد قطع در هارمونیک های بالاتری نسبت به حالت میدان سه رنگی بدون چیرپ صورت می گیرد.[6]

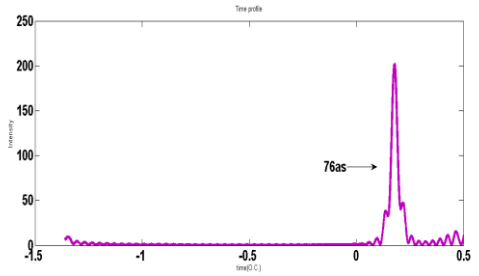


شکل(۴):طیف هارمونیک های تولید شده از یون هلیوم با استفاده از میدان لیزری چیرپ دار با پارامتر چیرپ $\beta=1.14$.

با برهم نهی هارمونیک های 170 تا 240ام قادر خواهیم بود یک پالس منفرد 76(as) را بدست آوریم.(شکل۵)

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-11-13]



شکل(۵): پروفایل زمانی پالس آتوثانیه منفرد با برهم نهی هارمونیک های مرتبه 170 تا 240ام برای میدان لیزری سه رنگی چیرپ دار.

به طور کلی، میتوان پارامتر چیرپ را مثبت و یا منفی انتخاب کرد. بنابراین، فرکانس لحظه ای دو وضعیت پیدا می کند ،یک وضعیت برای وقتی که $\beta > 0$ ودیگری برای وقتی که $\beta < 0$. اگر بتا مثبت باشد فرکانس زیاد می شود و موج هرچه به سمت جلو می رود فشرده تر می گردد. این امر بدین معناست که نقاط ماکزیمم و مینیمم میدان در نزدیکی هم قرار میگیرند. بنابراین، اکترونی که در ماکزیمم اول یونیزه میشود، زمان کمتری درون میدان نوسان میکند و در ماکزیمم دوم تغییر جهت داده و با اتم مادر بازترکیب میشود. در این حالت الکترون مدت زمان کمتری درون میدان نوسان کرده و بنابراین انرژی جنبشی ($\hbar\omega_c$) کمتری کسب میکند و این بدین معناست که الکترون با فرکانس کمتری بازترکیب میشود. حال آنکه اگر بتا منفی باشد تراکم موج رفته رفته کاهش می یابد بنابراین فاصله نقاط هم فاز بیشتر می شود[7] لذا الکترون قادر خواهد بود که انرژی جنبشی بیشتری کسب کرده و بنابراین در فرکانس بالاتری بازترکیب شود. به همین علت، در این مقاله از پارامتر چیرپ منفی استفاده شده است.

۴-نتیجه گیری

در این مقاله هدف تولید هارمونیک های مرتبه بالا و بدست آوردن پالس آتوثانیه کوتاهتر با استفاده از بهینه سازی میدان لیزری می باشد.با مقایسه حالت های مختلف به این نتیجه می رسیم که با افزودن میدان های کنترلی و افزایش طول موج وشدت، بسامد قطع در هارمونیک های بالاتری اتفاق می افتد .در نتیجه میدان لیزری سه رنگ نسبت به دو میدان تک رنگ و دو رنگ بهینه تر است.سپس با افزودن چیرپ به میدان سه رنگ و بدست آوردن بهینه پارامتر چیرپ پهنای پالس آتو ثانیه را از 142as به 76as کاهش می دهیم

۵-مراجع

[1] P.B. Corkum, “Plasma perspective on strong field multiphoton ionization,” Phys. Rev. Lett. Vol. 71, pp.1993-1997, 1994.

[2] Krausz F and Ivanov M 2009 "Attosecond physics Rev". Mod. Phys. 81 163–234.

[3] Peng-Cheng Li, I-Lin Liu, Shih-I Chu, “Optimization of three-color laser field for the generation of single ultrashort attosecond pulse’’, Optical Society of America-(2011)

[4] Li Fei,Wang Guo-Li,Zhao song-Feng,Zhou Xiao-Xin"Synthesis of Multi-color Long Laser pulses for strong Attosecond pulse generation" ,college of physics and electronic Engineering ,northwest normal university Lanzhou730070.

[5] M. mohebbi, S. Batebi. Opt. Commum. (2013) "Controlling the ionization and recombination rates of an electron in preexcited ions to generate
an intense isolated sub-4-as pulse in a multicycle regime". Vol. 296, pp. 113-123, 2012

[6] T. Nemati Aram, S. Batebi, and M. Mohebbi, " Numerical Simulation of an Intense Isolated Attosecond Pulse by a Chirped Two-Color Laser Field" IJOP. Vol. 6, No. 1, Winter-Spring, 2012.

[7] Zenghu Chang;”*Fundamentals of Attosecond Optics*”;1st edition;Taylor and Francis group (2011), chapter 1.

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-11-13]