بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز

اثر شکل پوش موج حامل میدان لیزری بر روی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا

سید معین غفوری، مجتبی تقی‌پور کفاش، محمد صالح وسعید باطبی

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده - در این مقاله اثر دو پوش موج حامل میدان مختلف گوسی و $\sec h^2$ بر روی نقطه قطع و بازده هماهنگ‌های مرتبه بالا مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور از حل عددی معادله شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی برای اتم هیدروژن تحت تابش یک میدان لیزری تک رنگ با قطبش خطی استفاده شده است. در آخر نشان می‌دهیم که تغییر شکل پوش تاثیر چندانی بر روی نقطه قطع ندارد اما بازده هماهنگ را تغییر می‌دهد و نشان می‌دهد که پوش با پهنای عریض تر بازده هارمونیک را افزایش می‌دهد.

کلید واژه- بازده هماهنگ‌های مرتبه بالا- پوش موج -تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا- نقطه قطع

Effect of envelope function of laser field on high order harmonic generation

Seyed Moein Ghafoori, Mojtaba Taghipour Kaffash, Mohammad Saleh, Saeed Btebi

Department of Physics, Guilan university, Rasht

Abstract- In this paper the effect of two different envelope function of laser field, Gaussian and $\sec h^2$ on cut off and High order harmonics yield has been investigated. To this purpose a numerical solution of Schrodinger equation for a Hydrogen atom under a monochrome laser field with linear polarization has been used. Finally we showed that envelope function changing has no effect on cut off but it could change the harmonics yield and we showed that the envelope function with more width decreased the harmonics yield.

Keywords: Cut off, Envelope function, High order harmonics generation, High order harmonics yield

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-04]

۱- مقدمه

امروزه ایجاد تپ‌های فوق بنفش دور(XUV[۱]) با مقیاس زمانی فمتوثانیه و حتی آتوثانیه به وسیله‌ی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا (HHG[۲]) در گازها امکان پذیر شده است [1]. تولید تپ‌های فوق کوتاه یک محدوده‌ی جدید در مطالعات عملی و نظری شیمی و فیزیک ایجاد می‌کند. HHG یک پدیده‌ی به شدت غیر خطی می‌باشد و برای مشاهده‌ی این پدیده نیاز به یک میدان لیزری پرشدت از مرتبه‌ی $10^{14}\, w/cm^2$ و بالاتر می‌باشد.[2] فرآیند تولید هماهنگ‌های مرتبه‌ی بالا را می‌توان با مدل سه مرحله‌ایی نیمه کلاسیکی توضیح داد. ابتدا الکترون با تونلزنی از سد پتانسیل اتمی تغییر شکل یافته توسط میدان لیزری عبور می‌کند و سپس به صورت الکترون آزاد در میدان لیزری شتاب گرفته و در نهایت با بازگشت به حالت پایه و بازترکیب با یون مادر، انرژی جنبشی را که در حالت آزاد تحت میدان لیزری کسب کرده است را به صورت فوتون با بیشینه‌ی انرژی $E_c = I_p + 3.17U_p$ آزاد می‌کند. که در آن I_p انرژی یونیزاسیون و U_p پتانسیل پاندرماتیو میدان لیزری می‌باشد[3,4]. میدان لیزری ما به شکل $E(t) = E_0 f(t)\cos(\omega_0 t)$ است که در آن f(t) یک تابع زنگوله‌ایی شکل می‌باشد و نشان دهنده‌ی پوش حامل میدان لیزری است. ما در این مقاله به بررسی تاثیر دو تابع پوش گوسی و $\sec h^2$ بر روی نقطه‌ی قطع[۳] طیف هماهنگ و بازده هماهنگ‌های تولید شده به ازای یک محدوده‌ی شدت می‌پردازیم.

۲- روش‌های عددی

شبیه سازی انجام شده در این مقاله بر اساس حل عددی معادله‌ی شرودینگر وابسته به زمان (TDSE[۴]) برای یک الکترون منفرد، تحت یک میدان لیزری تک رنگ با قطبش خطی، به صورت زیر است. (در تمام محاسبات از واحد اتمی استفاده شده است). [5,6]

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(z,t) = \left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) + E(z,t)\right]\psi(z,t) \quad (۱)$$

که در آن $V(z) = \dfrac{-Z}{\sqrt{z^2+a^2}}$ پتانسیل کولنی هموار شده است، که در آن Z عدد اتمی و a=1a.u می‌باشد. E(z,t) در تقریب دو قطبی به صورت z.E(t) در نظر گرفته می‌شود و E(t) میدان لیزری خطی به صورت زیر است.

$$E(t) = E_0 f(t)\cos(\omega_0 t) \quad (۲)$$

در این رابطه ω_0 فرکانس میدان لیزری و f(t) پوش موج حامل میدان لیزری است که آن را به دو صورت زیر مورد بررسی قرار می‌دهیم.

$$f(t) = \exp\left(\frac{-4\ln(2)t^2}{\tau_p}\right) \quad (۳)$$

$$f(t) = \sec h^2(1.76\frac{t}{\tau_p}) \quad (4)$$

τ_p مدت تپش میدان لیزری می‌باشد. با محاسبه تابع موج $\Psi(z,t)$ از حل عددی TDSE مقدار نیروی وارد شده بر الکترون به صورت زیر بدست می‌آید.

$$f(t) = -E(t) - \left\langle \psi \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| \Psi \right\rangle \quad (۵)$$

و مولفه‌ی طیفی نیرو به‌صورت

$$f(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\tau_p}^{\tau_p} f(t)\exp(i\omega t)dt \quad (۶)$$

است. بازده‌ی کل هماهنگ‌های تولید شده (W) برای یک اتم منفرد تحت تابش یک تپ لیزری برابر است با مقدار انرژی کل هماهنگ‌های بالاتر از q_0 (ابتدای ناحیه تخت) تا فرکانس Ω که دور از نقطه قطع قرار دارد.

$$W = \frac{2\pi}{3c^3}\int_{q_\circ\omega_\circ}^{\Omega} |f(\omega)|^2 d\omega \quad (۷)$$

۳- نتایج عددی

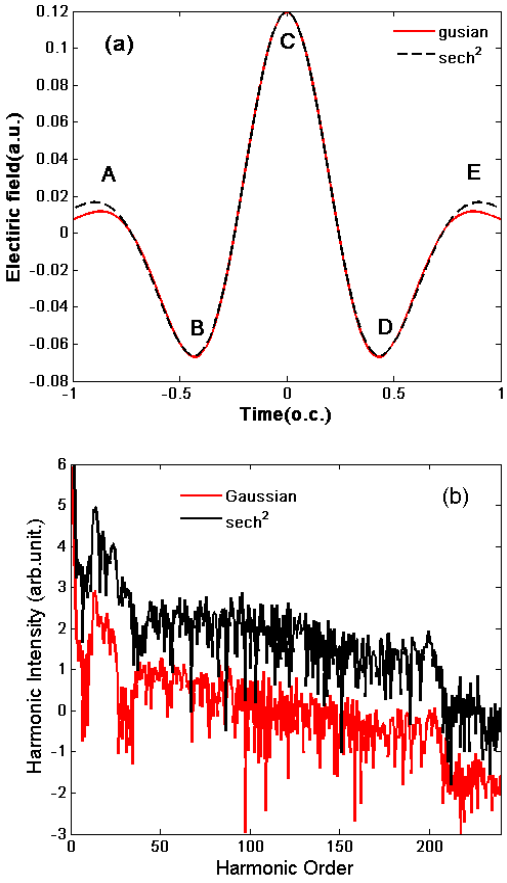
نتایج محاسبات ما برای مقایسه‌ی تاثیر دو شکل پوش که با روابط (۳) و (۴) نشان داده شده اند بر روی پروفایل زمانی میدان و طیف HHG برای یک اتم هیدروژن تحت

---

[۱] Extreme ultra violet
[۲] High harmonic generation
[۳] Cutoff
[۴] Time dependent schrodinger equation

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-04]

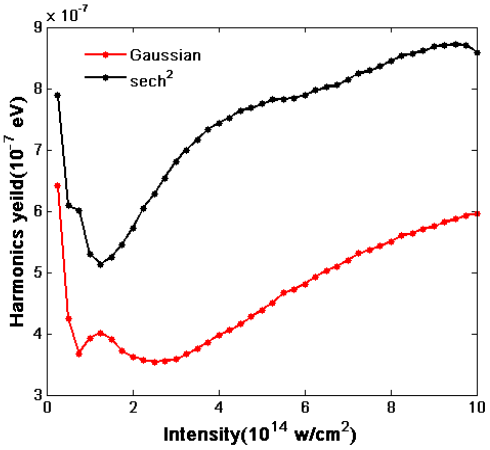
تابش میدان لیزری با شدت $5\times10^{14}\ w/cm^2$ و طول موج 1600nm و مدت تپش 5.5fs در شکل 1(a,b) نشان داده شده است. همانطور که در شکل 1-b مشاهده می‌شود دو شکل پوش گوسی و $\sec h^2$ تاثیر چندانی بر روی



شکل ۱: پروفایل زمانی میدان(a) و طیف HHG به ازای شدت $5\times10^{14}\ w/cm^2$ برای دو پوش میدان گوسی و $\sec h^2$ را نشان می‌دهد. در اینجا به منظور تفکیک شدن طیف‌های هماهنگ آن‌ها را در 100 ضرب کرده‌ایم.

نقطه‌ی قطع در طیف HHG ندارد(برای اینکه بتوان دو شکل طیف HHG را مقایسه کرد آن‌ها را در یک ضریب 100 ضرب کرده‌ایم تا از یکدیگر تفکیک شوند).

بازده هماهنگ به ازای شدت میدان لیزری در شکل ۲ برای دو شکل پوش گوسی و $\sec h^2$ نشان داده شده است که با استفاده از رابطه‌ی (7) با جمع‌بستن بر روی هماهنگ‌های مرتبه 20 تا 50 (به منظور مقایسه تاثیر دو شکل پوش دورتر از ناحیه قطع انتخاب شده اند)، محاسبه می‌شود. مشاهده می‌شود تغییر شکل پوش تاثیر چندانی بر روی بازده هماهنگ ندارد، باید توجه داشت که افزایش نشان داده شده در شکل برای پوش $\sec h^2$ نسبت به پوش گوسی از مرتبه $10^{-7}\ eV$ می‌باشد و بازده هماهنگ با پوش $\sec h^2$ به طور میانگین نسبت به پوش گوسی تنها اندکی افزایش می‌یابد.



شکل ۲ : بازده هماهنگ را برای بازه‌ی $0.5\times10^{14}\ w/cm^2$ تا $10\times10^{14}\ w/cm^2$ به ازای دو پوش گوسی و $\sec h^2$ نشان می‌دهد.

پروفایل زمانی میدان همانطور که شکل 1-a نشان داده شده است با تغییر پوش حامل میدان تنها اندکی در پیک‌های A و E تغییر می‌کند. یعنی پوش $\sec h^2$ در این دو پیک بالاتر قرار می‌گیرد که علت آن عریض تر بودن بالهای پوش $\sec h^2$ نسبت به پوش گوسی است. تغییر اندک بازده هماهنگ را می‌توان با رابطه‌ی آهنگ یونیزاسیون توضیح داد. رابطه‌ی احتمال یونیزاسیون به صورت زیر است.

$$P(t)=1-p_0(t) \qquad (8)$$

که در آن P_0 جمعیت حالت پایه است. جمعیت حالت پایه و آهنگ یونیزاسیون به صورت زیر به هم مرتبط هستند.

$$\frac{dP_0}{dt}=w(t)P_0 \qquad (9)$$

در آن $w(t)$ آهنگ یونیزاسیون برای یک شدت ثابت میدان لیزری است، که از مدل ADK و با استفاده از روابط(4.69-4.76)[7] بدست می‌آید. بیشینه میدان لیزری

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-04]

در t=0 قرار دارد و جمعیت حالت پایه در پیک میدان با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$P_0(t=0)=\exp\left(\int_{-\infty}^{0} w(t)dt\right) \qquad (10)$$

در نتیجه احتمال یونیزاسیون در پیک میدان به صورت $P(t=0)=1-P_0(t=0)=0.98$ به دست می‌آید. یعنی تنها ۲٪ از الکترون‌هایی که به منظور تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا از اتم خارج می‌شوند در نقاطی غیر از پیک میدان و در باله های پوش میدان یونیزه می‌شوند. به این ترتیب می توان تغییر بسیار اندک بازده یو نیزاسیون را با تغییر پوش میدان توضیح داد.

۴- نتیجه‌گیری

ما در این مقاله با حل عددی معادله شرودینگر وابسته به زمان برای اتم هیدروژن تحت تابش میدان لیزری پر شدت با قطبش خطی با دو پوش متفاوت گوسی و $\sec h^2$، به بررسی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا می-پردازیم. با توجه به شکل ۱ به این نتیجه می رسیم که تغییر پوش حامل میدان تنها تغییر اندکی بر روی باله های پیک میدان ایجاد کرده اما نقطه قطع را تغییر نمی-دهد،که این باعث افزایش اندک بازده هماهنگ تحت تابش میدان لیزری با پوش $\sec h^2$ نسبت به پوش گوسی می‌شود. علت این کوچک بودن تغییر در بازده هماهنگ را می‌توان با توجه به اینکه ۹۸٪ الکترون‌هایی که برای تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا از اتم خارج می‌شود در اطراف بیشینه پیک میدان یونیزه می‌شوند و تنها ۲٪ این الکترون‌ها در نزدیکی باله‌های پوش میدان یونیزه می-شوند، توضیح داد.

و در آخر به طور کلی به این نتیجه می‌رسیم که استفاده از پوش عریض تر، به طور میانگین بازده هماهنگ را اندکی افزایش می‌دهد که با نتایج بدست آمده در مقاله [8] قابل مقایسه است، و این مسئله ما را برای تولید پالس آتوثانیه ایی با پهنای تپ کوتاه‌تر یاری می‌دهد.

مراجع

[1] Du H, Luo L, Wang X, Hu B. **Opt Express**. 2012 Apr 23;20(9):9713-25.

[2] C M Heyl et al *2012* J. **Phys. B**: At. **Mol. Opt**. *Phys.* **45** 074020.

[3] Lewenstein, M., Balcou, Ph., Ivanov, M.Yu., L'Huillier, A., and Corkum, P.B., 1994, **Phys. Rev**. A, 49, 2117.

[4] نعمتی آرام. طاهره، محبی. مسعود و باطبی. سعید. مقاله- نامه کنفرانس فیزیک ایران ۱۳۹۰. اپتیک و فوتونیک. ۸۳۴-۸۳۱.

[5] C. Hern´andez-Garc´ıa, J. A. P´erez-Hern´andez, J. Ramos, E. Conejero, L. Rosoand L. Plaja. **Physical Review** A 82, 033432-1-11 (2010).

[6] Platonenko, V. T., Sterjantov, A. F., and Strelkov, V. V., **Laser Physics**, Vol. 13, No. 4, 2003, pp. 443-449.

[7] Zenghu Chang**.,** ***Fundamentals of Attosecond Optics*****,** p.188-189, University of Central Florida, 2011.

[8] Ishikawa, K. L., Schiess, K., Persson, E., and Burgdörfer, J**.,** ***Phys. Rev. A***, 79, 033411 (2009) [10 pages].

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-04]