

بررسی سطح مقطع جزئی کامل یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با پروتون‌های سریع با فرمول‌بندی‌های سه‌جسمی و چهارجسمی

سعیده امیری بیدوری و رضا فتحی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان

پست الکترونیکی: rfathi@uk.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۱۱/۲۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۰۳/۲۳)

چکیده

در کار حاضر سطح مقطع جزئی کامل یونش اتم هلیوم در برخورد با پروتون در محدوده انرژی‌های بالا محاسبه شده است. محاسبات سطح مقطع جزئی کامل با استفاده از فرمول‌بندی‌های سه‌جسمی در تقریب مرتبه اول بورن-فادیف با در نظر گرفتن مدل الکترون فعال و چهارجسمی در تقریب مرتبه اول بورن انجام شده است. به منظور بررسی دقیق دینامیک برخورد محاسبات تقریب مرتبه اول بورن-فادیف با استفاده از دو تابع موج تک الکترونی، تک پارامتری و هارتری فاک انجام شده و در تقریب مرتبه اول بورن چهارجسمی توابع موج دو الکترونی هیلراس و سیلورمن با در نظر گرفتن همبستگی‌های الکترونی به کار گرفته شده است. سطح مقطع‌های جزئی کامل محاسبه شده در انرژی‌های الکترون یونیده شده و اندازه حرکت‌های انتقالی مختلف با نتایج تجربی و نظری در دسترس مقایسه شده است. نتایج نشان می‌دهد که در محدوده انرژی‌های بالا و فرایند یونش اثرات همبستگی الکترونی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار هستند.

واژه‌های کلیدی: یونش، تقریب بورن-فادیف سه جسمی، تقریب بورن چهارجسمی، همبستگی الکترونی، سطح مقطع جزئی کامل

۱. معرفی

نظری مناسب ضروری است. تحقیق در مورد سیستم‌های چند جسمی اتمی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است؛ زیرا برهم‌کنش بنیادی (الکترومغناطیسی) اساساً برای دو ذره که باهم برخورد می‌کنند قابل درک است در نتیجه مقایسه نتایج تجربی با محاسبات، رفتار برخوردهای چند جسمی در تئوری را مورد سنجش قرار می‌دهد. بنابراین مطالعات تجربی و نظری فرایند برخورد می‌تواند به درک ما از مفاهیم اساسی در زمینه‌های دیگر

فرایند یونش در برخوردهای اتمی برای چندین دهه به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است. ارتباط مستقیم این نوع فرایند با مسائل چند جسمی هنوز حل نشده و بارها مورد بررسی قرار گرفته است [۱ و ۲]. از آنجایی که معادله شرودینگر برای برهم‌کنش بیش از دو ذره قابل حل نیست، مطالعه دقیق تجربی و مقایسه با نتایج نظری برای ارائه مدل‌های

فیزیک کمک کند.

امروزه کاربرد مطالعه فرایندهای پراکندگی در شاخه‌های مختلف فیزیک از جمله میکروسکوپ‌های الکترونی در فیزیک ماده چگال تجربی، شناخت پرتوهای کیهانی در فیزیک نجومی، هادرون درمانی در فیزیک پزشکی، فیزیک پلاسما و فناوری‌های فیزیک هسته‌ای بر کسی پوشیده نیست [۳-۷]. در مورد یونش اتم‌ها در برخورد با پرتابه‌های مختلف، سطح مقطع‌های جزئی کامل^۱ که کامل‌ترین آزمون‌های محاسبات نظری را ارائه می‌دهند از زمان کار ارهارت^۲ و همکاران تاکنون به طور معمول اندازه‌گیری شده‌اند. در سال‌های اخیر تکنیک‌های آزمایشگاهی مانند COLTRIMS^۳ موفقیت بسیاری در زمینه اندازه‌گیری دقیق سطح مقطع‌های جزئی کامل داشته‌اند [۸-۱۱].

اتم هلیوم ساده‌ترین هدف چند الکترونی است که می‌تواند اهمیت همبستگی‌های الکترونی را ارزیابی کند. بنابراین مطالعه یونش اتم هلیوم توسط یون‌های سریع، امکان کشف بسیاری از ویژگی‌های جالب رفتار دینامیکی سیستم‌های کوانتومی چندجسمی را فراهم می‌کند. در طی سال‌های گذشته، بررسی دینامیک اساسی یونش یگانه اتم هلیوم توسط پرتابه‌های سریع یکی از مسائل مهم در زمینه برخورد یون-اتم بوده است [۱۲-۱۷].

به طور کلی فرایندهای برخوردی که در آن دو هسته و دو الکترون شرکت می‌کنند نشان‌دهنده مسائل چهارجسمی هستند [۱۸ و ۱۹]. یکی از انگیزه‌های اصلی برای توسعه نظریه‌های چهار جسمی برای برخورد یون-اتم درک کامل نقش همبستگی‌های الکترونی است. در فیزیک اتمی اثرات همبستگی‌های الکترونی از برهم‌کنش کولنی خالص بین الکترون‌های فعال حاصل می‌شود. در برخورد یون-اتم دو نوع برهم‌کنش الکترونی تحت عنوان همبستگی استاتیکی و همبستگی دینامیکی قابل بحث و بررسی است. همبستگی‌های استاتیکی در توابع موج حالت مقید چند الکترونی ظاهر

می‌شوند. روش‌های بسیاری برای به دست آوردن توابع موج حالت مقید و ویژه مقادیر انرژی متناظر برای سیستم‌های اتمی دو الکترونی در سال‌های اخیر بازنویسی شده است [۲۰]. همبستگی‌های دینامیکی توصیف‌کننده برهم‌کنش‌های بین دو الکترون در کانال خروجی هستند. اکثر مطالعات نظری که برخورد یون با اتم هلیوم را بررسی کرده‌اند از مدل الکترون فعال با در نظر گرفتن یک فرمول‌بندی خالص سه‌جسمی استفاده کرده‌اند [۲۱-۲۴]. واژه الکترون غیر فعال در اینجا به معنای آن است که برهم‌کنش الکترون غیر فعال در فرایند برخورد مؤثر نیست و اشکال اصلی این روش‌ها این است که همبستگی‌های الکترونی در طول فریند برخورد از ابتدا نادیده گرفته می‌شود.

در کار حاضر محاسبه سطح مقطع کامل یونش اتم هلیوم در برخورد با پروتون در محدوده انرژی‌های بالا مورد بررسی قرار گرفته است. در کار اخیر [۲۵] تقریب مرتبه اول بورن-فادیف به صورت سه‌جسمی در مورد فرایند یونش اتم هیدروژن در برخورد با پروتون فرمول‌بندی شد. نتایج حاصل نشان داد که تقریب مرتبه اول بورن-فادیف که یکی از جملات اصلی در تقریب مرتبه دوم بورن سه‌جسمی را در بردارد در محاسبه سطح مقطع‌های کامل و دوگانه یونش اتم هیدروژن موفق است و دینامیک برخورد را به خوبی توصیف می‌کند. در این محاسبات تقریب مرتبه اول بورن-فادیف سه‌جسمی با استفاده از مدل الکترون فعال برای یونش اتم هلیوم در برخورد با پروتون‌های با انرژی یک مگا الکترون ولت به کار گرفته شده است. به این منظور ابتدا از تابع موج تک پارامتری و سپس برای بررسی دقیق‌تر از تابع موج تک الکترونی هارتری فاک^۴ [۲۶] برای توصیف حالت پایه اتم هلیوم استفاده شده است. در ادامه با هدف بررسی اثرات همبستگی الکترونی در این فرایند چهارجسمی، تقریب مرتبه اول بورن به صورت چهارجسمی با در نظر گرفتن برهم‌کنش کامل و با استفاده از دو تابع موج دو الکترونی هیلراس^۵ و سیلورمن^۱ فرمول‌بندی شده است [۲۷].

۱. Fully Differential Cross Section (FDCS)

۲. Ehrhardt

۳. Cold target recoil ion momentum spectroscopy

۴. Hartree Fock

۵. Hylleraas

فادیف نامیده می‌شود [۲۵]. در این تقریب و برای یونش اتم هلیوم دامنه پراکندگی از رابطه

$$A_{FWL} = \left\langle \psi_{k_e}^{(-)}(\vec{r}) e^{i\vec{k}_e \cdot \vec{R}} \left| T \right| \varphi_i(\vec{r}) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{R}} \right\rangle, \quad (۴)$$

محاسبه می‌شود. φ_i تابع موج تک الکترونی حالت پایه اتم هلیوم است که با توابع موج تک پارامتری و هارتری فاک

$$\varphi_i^{single\ Parameter}(\vec{r}) = \frac{C_T}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi_T r},$$

$$C_T = \xi_T^{3/2},$$

$$\xi_T = 1/6875,$$

$$E_i = -2/89648,$$

$$Z_T = 1/3390, \quad (۵)$$

$$\varphi_i^{HartreeFock}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^5 C_i e^{-\xi_i r},$$

$$E_i = -2/91795,$$

$$Z_T = 1/354954,$$

$$C_1 = 1/29627,$$

$$C_2 = 0/81831,$$

$$C_3 = 0/376271,$$

$$C_4 = 0/165751,$$

$$C_5 = 0/051483,$$

$$\xi_1 = 1/41714,$$

$$\xi_2 = 2/37682,$$

$$\xi_3 = 4/39628,$$

$$\xi_4 = 6/52699,$$

$$\xi_5 = 7/94252, \quad (۶)$$

جایگزین می‌شود [۲۶]. $\psi_{k_e}^{(-)}(\vec{r})$ تابع موج الکترون یونیده است که به صورت تابع موج کولنی

$$\psi_{k_e}^{(-)}(\vec{r}) = N(k_e) e^{i\vec{k}_e \cdot \vec{r}} F_1(i\alpha, 1, -i(k_e r + \vec{k}_e \cdot \vec{r})), \quad (۷)$$

$$N(k_e) = e^{-\frac{\pi}{2}} \Gamma(1-i\alpha), \quad \alpha = -\frac{1}{k_e}, \quad (۸)$$

در نظر گرفته می‌شود. مختصات به کار گرفته شده در شکل ۱ نشان داده شده است. با محاسبه دامنه پراکندگی سطح مقطع جزئی کامل در تقریب مرتبه اول بورن فادیف سه جسمی از

نتایج حاصل از فرمول بندی سه جسمی و چهارجسمی با یکدیگر و با نتایج تجربی و نظری در دسترس مقایسه شده است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد که در محدوده انرژی‌های بالا همبستگی‌های الکترونی به ویژه همبستگی‌های استاتیکی در محاسبه سطح مقطع کامل یونش از اهمیت بالایی برخوردار است.

لازم به ذکر است که در کل محاسبات از یکای اتمی استفاده شده و نتایج ارائه شده در چارچوب آزمایشگاه هستند.

۲. مدل نظری

تقریب مرتبه اول بورن- فادیف سه جسمی

فرایند یونش در برخورد سه جسمی با در نظر گرفتن مدل الکترون فعال به صورت

$$p + (T + e) \rightarrow p + T + e, \quad (۱)$$

در نظر گرفته می‌شود. سطح مقطع جزئی کامل از رابطه

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_f d\Omega_e dE_e} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{k_f k_e}{k_i} |T_{if}|^2, \quad (۲)$$

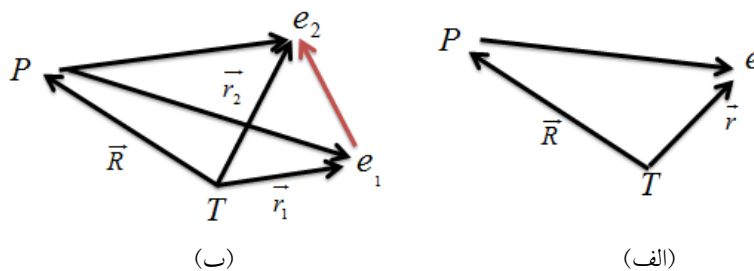
حاصل می‌شود. \vec{k}_e اندازه حرکت الکترون یونیده شده $(E_e = \frac{k_e^2}{2})$ ، \vec{k}_i اندازه حرکت اولیه و \vec{k}_f اندازه حرکت نهایی پرتابه و T_{if} عملگر گذار است. در روش فادیف- واتسون- لاولیس به جای عملگر گذار T_{if} کمیت A_{FWL} که دامنه پراکندگی فادیف- واتسون- لاولیس است جایگزین خواهد شد [۲۸].

در تقریب مرتبه اول فادیف- واتسون- لاولیس عملگر

گذار به صورت

$$T = V_{PT} + V_{Pe} + V_{PT} G_0^+ T_{PT} + V_{Pe} G_0^+ T_{Pe}, \quad (۳)$$

ظاهر می‌شود. که T_{ij} و V_{ij} ها به ترتیب عملگرها و پتانسیل‌های کولنی دو جسمی مربوط به برهم‌کنش دو جسم i و j ($i, j = P, T, e$) هستند. در محاسبات این مقاله عملگرهای گذار دو جسمی در رابطه (۳) با جمله اول عملگر گذار یعنی پتانسیل برهم‌کنش جایگزین شده‌اند که تقریب مرتبه اول بورن-



شکل ۱. مختصات ژاکوبی: (الف) سه جسمی و (ب) چهارجسمی در برخورد پرتابه با هدف دو الکترونی.

رابطه (۲) محاسبه می شود.

تابع موج یون هلیوم در حالت نهایی به صورت هیدروژن گونه تابع موج $\varphi_f(\vec{r}_i)$ در نظر گرفته شده و دامنه پراکندگی از رابطه

$$A_{FBA-2B} = \left\langle \psi_{k_e}^{(-)}(\vec{r}_e) e^{i\vec{k}_e \cdot \vec{R}} \varphi_f(\vec{r}_i) \left| V^{\dagger B} \right| \varphi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{R}} \right\rangle, \quad (14)$$

محاسبه می شود. پتانسیل برهم کنش کامل فرایند چهارجسمی به صورت

$$V^{\dagger B} = V_{Pe} + V_{Pe_e} + V_{PT} + V_{e_e}, \quad (15)$$

در نظر گرفته شده است. جمله آخر در رابطه (۱۵) همبستگی دینامیکی را وارد مسئله می کند که در فرمول بندی حاضر ظاهر نمی شود و جمله مربوط به آن به دلیل تعامد صفر محاسبه می شود.

در نهایت با جایگذاری رابطه (۱۲) در رابطه

$$\frac{d^5 \sigma}{d\Omega_f d\Omega_e dE_e} = \frac{m_p^2}{(2\pi)^5} \frac{k_f k_e}{k_i} |A_{FBA-2B}|^2, \quad (16)$$

سطح مقطع جزئی کامل یونش چهارجسمی محاسبه می شود.

۳. بحث و نتایج

در این بخش مقایسه نتایج سطح مقطع های جزئی کامل حاصل از تقریب مرتبه اول بورن-فادیف سه جسمی با دو تابع موج تک الکترونی، تک پارامتری (FBFA-2B - Single Parameter) و هارتری فاک (FBFA-2B - Hartree Fock) و تقریب مرتبه اول بورن چهارجسمی با دو تابع موج دو الکترونی هیلراس (FBA-2B - Silverman) و سیلورمن (FBA-2B - Hylleraas) با نتایج تجربی و نظری در دسترس ارائه شده است. سطح مقطع های جزئی کامل یونش اتم هلیوم در برخورد با

تقریب مرتبه اول بورن چهارجسمی

در فرمول بندی چهارجسمی، یونش یگانه از اتم هلیوم به صورت

$$Z_p + (Z_T + e_1 + e_2) \rightarrow Z_p + (Z_T + e_1) + e_2, \quad (9)$$

در نظر گرفته می شود. قوانین پایستگی انرژی و پایستگی اندازه حرکت به صورت

$$\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_s = \vec{k}_e + \vec{K}_{ion}, \quad (10)$$

$$\frac{k_i^2}{2m_p} + \epsilon_0 He = \frac{(\vec{k}_i - \vec{q})^2}{2m_p} + \epsilon_0 He + \frac{k_e^2}{2} + \frac{K_{ion}^2}{2(m_N + 1)}, \quad (11)$$

نوشته می شود. K_{ion} اندازه حرکت یون باقی مانده و $m_N \approx 4mp$ در محاسبات حاضر و در محدوده

انرژی های بالای پرتابه از سرعت یون باقی مانده $\frac{K_{ion}}{(m_N + 1)}$

صرف نظر می شود. همبستگی الکترونی استاتیکی در فرمول بندی چهارجسمی با در نظر گرفتن تابع موج دو الکترونی، تک پارامتری هیلراس و تابع موج دو پارامتری سیلورمن [۲۷] برای اتم هلیوم در حالت پایه در محاسبات وارد می شود.

$$\varphi_i^{Hylleraas}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\alpha^2}{\pi} e^{-\alpha(r_1+r_2)},$$

$$\alpha = 27/16,$$

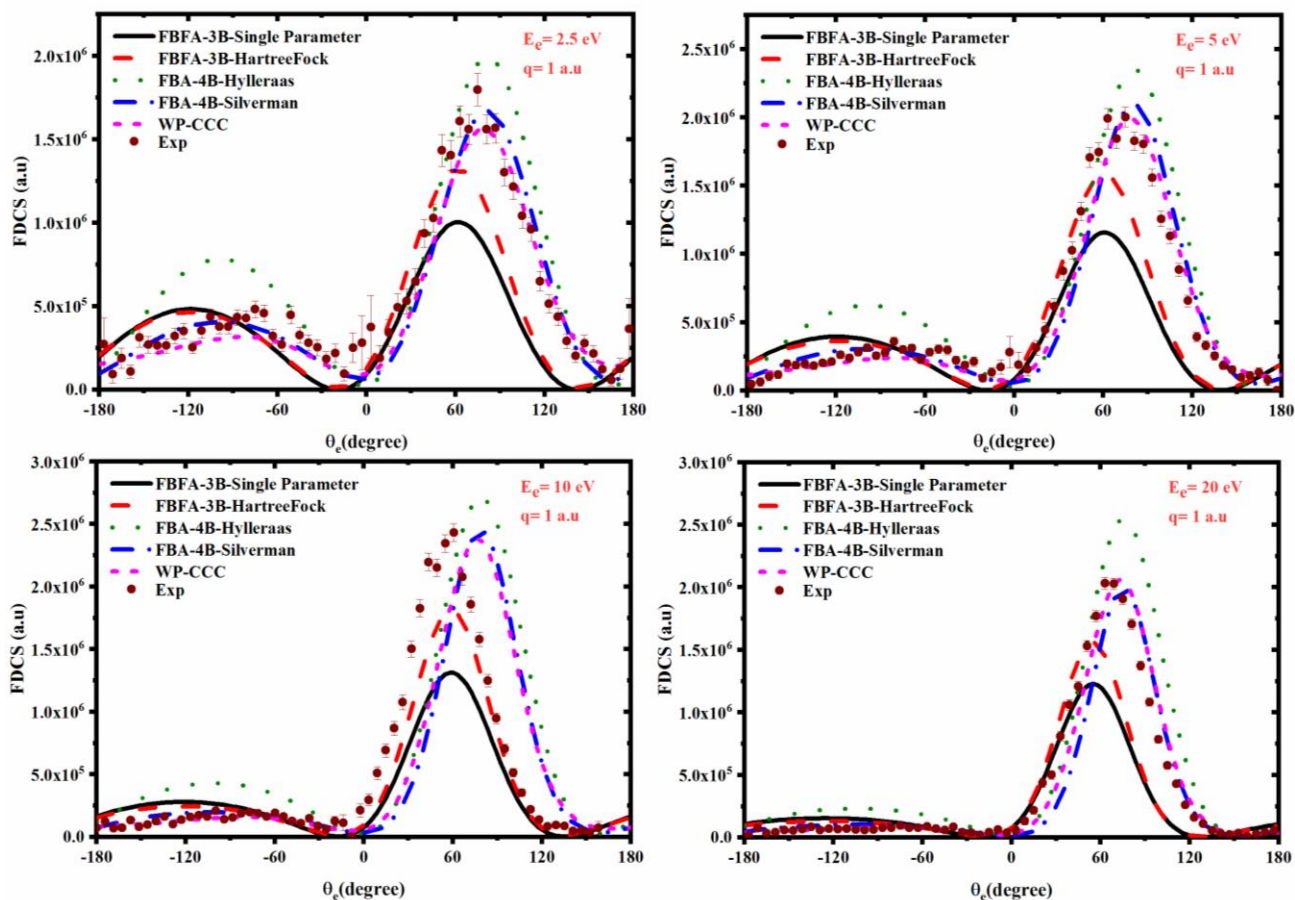
$$E_i = -2/1875661, \quad (12)$$

$$\varphi_i^{Silverman}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = N (e^{-\alpha_1 r_1} e^{-\alpha_2 r_2} + e^{-\alpha_2 r_1} e^{-\alpha_1 r_2}),$$

$$\alpha_1 = 2/183171,$$

$$\alpha_2 = 1/18853,$$

$$E_i = -2/1875661, \quad (13)$$

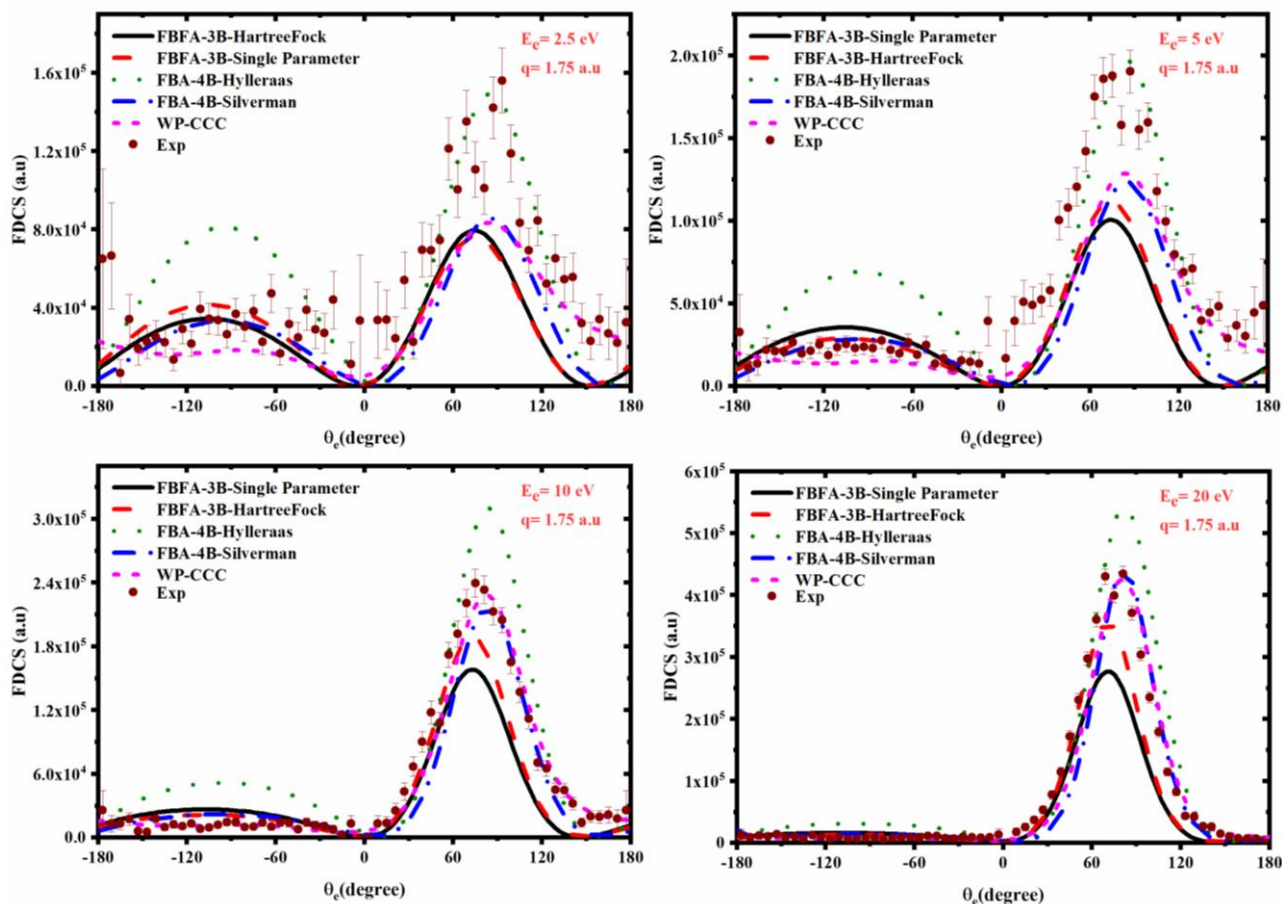


شکل ۲. مقایسه نتایج سطح مقطع جزئی کامل یونش اتم هلیوم با نتایج تجربی [۱۱] و نظری WP-CCC [۲۹] برای پروتون‌های با انرژی 1 MeV ، اندازه حرکت انتقال یافته $q = 1\text{ au}$ و انرژی الکترون یونیده شده $E_e = 2/5, 5, 10, 20\text{ eV}$.

حرکت انتقال یافته بسیار ناچیز است. بنابراین وجود قله‌های دوتایی را می‌توان به برخورد دوتایی بین پرتابه و الکترون یونیده شده نسبت داد که یکی از مهم‌ترین ویژگی‌های فیزیکی سطح مقطع‌های جزئی کامل است. از طرف دیگر این امکان وجود دارد که قله‌های پس‌زنی به یک ساز و کار دو مرحله‌ای مربوط باشد که در آن الکترون یونیده شده ابتدا برخورد دوتایی با پرتابه دارد و سپس به واسطه برهم‌کنش با هسته هدف به سمت عقب پراکنده می‌شود [۲۴]. اما به طور حتم در تعیین دقیق دینامیک قله‌های دوتایی و پس‌زنی عوامل دیگری نظیر برهم‌کنش الکترون-الکترون مؤثر خواهد بود که مورد بررسی قرار می‌گیرد. در ناحیه انرژی‌های بالا احتمال برهم‌کنش پرتابه با هسته هدف کمتر بوده و بنابراین قله دوتایی بزرگ‌تر از قله پس‌زنی است.

پروتون‌های با انرژی 1 MeV ، اندازه حرکت‌های انتقال یافته $q = 1, 1/75\text{ au}$ و انرژی‌های الکترون یونیده شده $E_e = 2/5, 5, 10, 20\text{ eV}$ برحسب زاویه پراکندگی الکترون یونیده شده در محدوده زاویه‌ای $180^\circ - 180^\circ +$ در شکل‌های ۲ و ۳ نمایش داده شده است.

توزیع زاویه‌ای الکترونی در این نمودارها دو قله مجزا با شدت‌های بزرگ‌تر و کوچک‌تر را نشان می‌دهد که به ترتیب قله‌های دوتایی و پس‌زنی نامیده می‌شوند. قله دوتایی در جهت اندازه حرکت انتقال یافته و قله پس‌زنی خلاف جهت آن است. همان‌طور که از نتایج مشهود است انتشار الکترون‌های ناشی از برخورد ذره سنگین پروتون روی اتم هلیوم در راستای اندازه حرکت انتقال یافته محتمل‌تر است و در مورد برخی انرژی‌های الکترون یونیده شده احتمال پراکندگی در خلاف جهت اندازه



شکل ۳. مقایسه نتایج سطح مقطع جزئی کامل یونش اتم هلیوم با نتایج تجربی [۱۱] و نظری WP-CCC [۲۹] برای پروتون‌های با انرژی 1 MeV ، اندازه حرکت انتقال یافته $q = 1/75\text{ au}$ و انرژی الکترون یونیده شده $E_e = 2/5, 5, 10, 20\text{ eV}$.

از طرف دیگر مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی الکترون یونیده شده پیش‌بینی تقریب بورن-فادیف از قله پس‌زنی در مقایسه با نتایج تجربی بهتر است. چنین مشاهده‌ای را می‌توان به جمله مربوط به تقریب مرتبه دوم برهم‌کنش که در تقریب بورن-فادیف ظاهر می‌شود نسبت داد. همان‌طور که اشاره شد ساز و کار قله پس‌زنی پیچیده بوده و به نظر می‌رسد تقریب‌های مراتب بالاتر قادر به توصیف بهتری از دینامیک مربوط به آن هستند.

با توجه به نتایج مربوط به تقریب مرتبه اول بورن چهارجسمی مشاهده می‌شود که در نظر گرفتن همبستگی‌های الکترونی به ویژه همبستگی‌های استاتیکی با استفاده از هر دو تابع موج پیش‌بینی بسیار دقیقی را از محل هر دو قله دوتایی و پس‌زنی نتیجه می‌دهد. همچنین مشاهده می‌شود که با استفاده از تابع موج دو پارامتری سیلورمن که همبستگی استاتیکی را

در شکل ۲ نتایج کار حاضر با نتایج تجربی [۱۱] و نتایج نظری WP-CCC که یکی از روش‌های دقیق نظری بر پایه روش جفت‌شدگی نزدیک با به کارگیری بسته‌های موج است [۲۹] مقایسه شده است. اندازه حرکت انتقال یافته $q = 1\text{ au}$ در نظر گرفته شده و انرژی الکترون یونیده شده $E_e = 2/5, 5, 10, 20\text{ eV}$ است. هر دو تقریب بورن-فادیف سه‌جسمی و بورن چهارجسمی وجود قله‌های دوتایی و پس‌زنی را پیش‌بینی می‌کنند اما مشاهده می‌شود که تقریب سه‌جسمی بورن-فادیف که از ابتدا اثرات همبستگی الکترونی را کنار می‌گذارد در تعیین دقیق محل قله‌ها به ویژه قله دوتایی موفق نیست و این موضوع با تغییر تابع موج تک پارامتری به تابع موج چند پارامتری هارتری فاک که مجدد فاقد اثرات همبستگی الکترونی است، تغییر چندانی نمی‌کند.

پراکندگی به کار گرفته شده است. مقایسه نتایج سطح مقطع جزئی کامل محاسبه شده از دو روش با نتایج تجربی و نظری در دسترس نشان داد که هر دو فرمول‌بندی وجود قله‌های دوتایی و پس‌زنی را پیش‌بینی می‌کنند. تقریب مرتبه اول بورن-فادیف سه‌جسمی با داشتن سهمی از جملات مراتب بالاتر در پیش‌بینی قله پس‌زنی برای انرژی‌های بالاتر الکترون یونیده شده موفق است اما قادر به پیش‌بینی صحیح محل و ارتفاع قله دوتایی نیست.

با استفاده از تابع موج هیلراس و وارد کردن اثرات همبستگی الکترونی استاتیکی در تقریب مرتبه اول بورن چهارجسمی مشاهده شد که پیش‌بینی صحیح محل قله دوتایی به شدت به همبستگی‌های الکترونی وابسته است. با استفاده از تابع موج سیلورمن و وارد کردن دقیق‌تر اثرات همبستگی الکترونی مشاهده شد که تقریب مرتبه اول بورن چهارجسمی که می‌توان آن را به عنوان ساده‌ترین تقریب کوانتومی چهارجسمی یاد کرد با دقت بسیار خوبی زاویه و اندازه هر دو قله دوتایی و پس‌زنی را برای اندازه حرکت‌های انتقال یافته و انرژی‌های مختلف الکترون یونیده شده پیش‌بینی می‌کند. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که سهم همبستگی‌های الکترونی به ویژه همبستگی‌های استاتیکی در پیش‌بینی قله‌های دوتایی و پس‌زنی و تعیین دینامیک برخورد ذرات سنگین با اتم دو الکترونی هلیوم بسیار حائز اهمیت است. همچنین با توجه به نتایج تقریب سه‌جسمی بورن-فادیف به نظر می‌رسد علاوه بر برهم‌کنش‌های الکترون الکترون و برهم‌کنش الکترون با هسته، اثرات مراتب بالاتر نیز از اهمیت ویژه‌ای برخوردار هستند.

دقیق‌تر وارد مسئله می‌کند با وجود محاسبات بسیار ساده‌تر از تقریب WP-CCC، علاوه بر پیش‌بینی صحیح محل قله‌ها، ارتفاع و پهنای هر دو قله را با دقت بسیار خوبی پیش‌بینی می‌کند.

شکل ۳ نتایج سطح مقطع جزئی کامل برای انرژی‌های مورد بحث در شکل ۲ را برای اندازه حرکت انتقال یافته $q = 1/75 \text{ au}$ نمایش می‌دهد و نتایج حاصل بحث‌های انجام شده را تأیید می‌کند. همچنین از نتایج شکل‌های ۲ و ۳ مشاهده می‌شود که در یک اندازه حرکت انتقال یافته مشخص، با افزایش انرژی الکترون یونیده شده ارتفاع قله پس‌زنی کاهش می‌یابد و در انرژی $E_e = 20 \text{ eV}$ برای هر دو اندازه حرکت انتقال یافته تعداد الکترون‌های پس‌زده شده بسیار ناچیز است. از آنجایی که در این شرایط برهم‌کنش‌های الکترون پرتابه و الکترون الکترون غالب‌تر هستند این نتیجه قابل انتظار بوده و مدل‌های نظری به کار گرفته شده به خوبی آن را پیش‌بینی می‌کند.

۴. خلاصه و نتیجه‌گیری

در کار حاضر فرمول‌بندی بورن-فادیف سه‌جسمی و تقریب بورن چهارجسمی برای یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با پروتون در محدوده انرژی‌های بالا به کار گرفته شده است. در تقریب بورن-فادیف سه‌جسمی بدون در نظر گرفتن اثرات همبستگی از دو تابع موج تک الکترونی، تک پارامتری و هارتری فاک استفاده شده و به منظور بررسی نقش همبستگی‌های الکترونی در تقریب بورن چهارجسمی دو تابع موج دو الکترونی هیلراس و سیلورمن برای محاسبه دامنه

مراجع

1. T N Rescigno, M Baertschy, W A Isaacs, *et al.*, *Science* **286** (1999) 2474.
2. M Schulz, R Moshhammer, D Fischer, *et al.*, *Nature* **422** (2003) 48.
3. G S Was, "Fundamentals of Radiation Materials Science", Springer, New York (2017).
4. U Linz, "Ion Beam Therapy", Springer, Berlin (2012).
5. H K Kim, J Titze, M Schffler, *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. **108** (2011) 11821.
6. D Tselikhovich, C M Hirata, and K Heng, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** (2012) 2357.
7. S Sen, P Mandal, and P K Mukherjee, *Eur. Phys. J. D* **62** (2011) 379.
8. D Misra, H T Schmidt, M Gudmundsson, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 153201.
9. J Titze, M S Schoffler, H K Kim, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 033201.
10. L Ph. H Schmidt, T Jahnke, A Czasch, *et al.*, *Phys.*

- 72 (2000) 497.
21. V D Rodriguez, R O Barrachina, *Phys. Rev. A* **57** (1998) 215.
22. R Gayet, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **5** (1972) 483.
23. D Fischer, R Moshhammer, M Schulz, *et al.*, *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **36** (2003) 3555.
24. M Dhital, S Bastola, A Silvus and *et al.*, *Phys. Rev. A.* **100** (2019) 32707.
25. S Amiri bidvari and R Fathi, *Iran. J. Phys. Res.* **20**, 3 (1399) 455.
26. E Clementi and C Roetti, *At. Data Nucl. Data Tables.* **14** (1974) 177.
27. I Mancev, N Milojevic, D Belkic, *Phys. Rev. A.* **91** (2015) 062705.
28. R Fathi, *Iran. J. Phys. Res.* **14**, 2 (1393) 123.
29. I B Abdurakhmanov, A S Kadyrov, Sh U Alladustov, *et al.*, *Phys. Rev. A.* **100** (2019) 062708.
- Rev. Lett.* **108** (2012) 073202.
11. O Chuluunbaatar, K A Kouzakov, S A Zaytsev, *et al.*, *Phys. Rev. A.* **99** (2019) 062711.
12. J Fiol, S Otranto, and R E Olson, *J. Phys. B.* **39** (2006) L285 .
13. M Durr, B Najjari, M Schulz *et al.*, *Phys. Rev. A.* **75** (2007) 062708.
14. A B Voitkiv and B Najjari, *Phys. Rev. A.* **79** (2009) 022709.
15. H Gassert, O Chuluunbaatar, M Waitz, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 073201.
16. A B Voitkiv, *Phys. Rev. A.* **95** (2017) 032708.
17. S Amiri Bidvari and R Fathi, *Eur. Phys. J. Plus* **136** (2021) 190.
18. D Belkic and I Mancev, *Phys. Scr.* **45** (1992) 35.
19. D Belkic, I Mancev, and J Hanssen, *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 249.
20. G Tanner, K Richter, and J M Rost, *Rev. Mod. Phys.*