



Bài báo nghiên cứu

**ĐIỀU KHIỂN QUÁ TRÌNH ION HÓA KÉP KHÔNG LIÊN TIẾP
CỦA NGUYÊN TỬ Ar BẰNG XUNG LASER
HAI MÀU TRỰC GIAO CƯỜNG ĐỘ CAO**

*Trương Đặng Hoài Thu^{1,2}, Nguyễn Hồng Hạnh¹, Quách Ái Mi²,
Trần Thị Hạnh¹, Phạm Nguyễn Thành Vinh^{1*}*

¹Trường Đại học Sư phạm Thành phố Hồ Chí Minh, Việt Nam

²Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, Đại học Quốc gia Thành phố Hồ Chí Minh, Việt Nam

^{*}Tác giả liên hệ: Phạm Nguyễn Thành Vinh – Email: vinhpnt@hcmue.edu.vn

Ngày nhận bài: 08-10-2021; ngày nhận bài sửa: 18-10-2021; ngày duyệt đăng: 13-3-2022

TÓM TẮT

Trong nghiên cứu này, chúng tôi sử dụng mô hình tập hợp cổ điển ba chiều để mô phỏng sự tương quan của hai electron ion hoá kép của nguyên tử Ar dưới tác dụng của trường laser hai màu trực giao cường độ cao. Kết quả cho thấy số sự kiện NSDI thay đổi rất mạnh theo pha tương đối và không phụ thuộc vào cường độ laser. Ngoài ra, cấu trúc đầu gói trong phổ phân bố tỉ lệ Ar^{2+} theo pha tương đối cũng không xuất hiện. Bằng phép phân tích quỹ đạo, chúng tôi chứng minh rằng thời điểm tái va chạm của electron ion hóa thứ nhất và vận tốc của hai electron ngay sau thời điểm tái va chạm phụ thuộc mạnh vào pha tương đối của xung laser hai màu, đây cũng là nguyên nhân chính gây ra sự thay đổi hình dạng phổ động lượng tương quan.

Từ khóa: cơ chế ion hoá; quá trình ion hoá kép không liên tiếp; xung laser hai màu trực giao; mô hình tập hợp cổ điển ba chiều

1. Giới thiệu

Quá trình ion hóa kép không liên tiếp (NonSequential Double Ionization – NSDI) lần đầu được phát hiện bằng thực nghiệm cho nguyên tử kiềm thổ vào năm 1975 (Suran & Zapesochny, 1975) và cho nguyên tử khí hiếm vào năm 1982 (L'Huillier et al., 1982). Sau đó, quá trình này thu hút rất nhiều sự quan tâm của các nhà khoa học bởi những tín hiệu ghi nhận được từ phổ động lượng tương quan hai electron (Correlated Two-Electron Momentum Distribution – CTEM) cung cấp rất nhiều thông tin về sự tương tác giữa các electron trong lớp vỏ nguyên tử. Quá trình NSDI có thể được giải thích tốt bởi mô hình tái va chạm bán cổ điển do Corkum đề xuất vào năm 1993 (Corkum, 1993). Tại thời điểm tái

Cite this article as: Trương Đặng Hoài Thu, Nguyễn Hồng Hạnh, Quách Ái Mi, Trần Thị Hạnh, & Phạm Nguyễn Thành Vinh (2022). Controlling the non-sequential double ionization process of Ar atom induced by a high intensity orthogonal two-color laser. *Ho Chi Minh City University of Education Journal of Science*, 19(3), 386-398.

va chạm, electron thứ nhất có khả năng truyền đủ phần năng lượng làm cho electron thứ hai bị mất liên kết với ion mẹ, đây là cơ chế ion hóa trực tiếp ($e, 2e$) (Chen et al., 2020); hoặc năng lượng nhận được của electron thứ hai chỉ đủ để nhảy lên trạng thái kích thích và sự ion hóa lần thứ hai xảy ra sau một khoảng thời gian, đây là cơ chế ion hóa hoãn (Recollision – induced Excitation with Subsequent Ionization – RESI) (Bergues et al., 2012). Lưu ý rằng electron ion hóa thứ nhất có thể quay lại tái va chạm nhiều lần với ion mẹ để gây ra quá trình NSDI, chính vì vậy tín hiệu thu được từ CTEMĐ bị nhiễu loạn và làm ảnh hưởng đến thông tin về sự tương tác giữa hai electron trong lớp vỏ nguyên tử (Bergues et al., 2012; Ma et al., 2018).

Một trong những kỹ thuật để giảm thiểu sự đóng góp của quá trình tái va chạm thứ cấp là việc sử dụng xung laser gần một chu kỳ do nhóm nghiên cứu của Bergues tạo ra vào năm 2012 (Bergues et al., 2012). Ngoài ra, xung laser hai màu trực giao (Orthogonal Two-Color – OTC) cũng là một công cụ hữu ích để thu được thông tin thuần khiết về sự tương quan giữa các electron nhờ vào khả năng định hướng cho các electron chuyển động trong mặt phẳng phân cực của hai laser, từ đó làm cho xác suất quay về tái va chạm nhiều lần giữa electron ion hóa lần thứ nhất với ion mẹ giảm xuống rất thấp (Zheng et al., 2015).

Trong hơn một thập kỷ nay, OTC trở thành một công cụ thiết yếu trong việc kiểm soát động lực học của quá trình tạo sóng điều hòa bậc cao (Lan, 2009) cũng như quá trình ion hóa của nguyên tử, phân tử (Zhou et al., 2010; Song et al., 2017). Bằng việc thay đổi giá trị của pha tương đối, các nhà khoa học có thể kiểm soát được sự phát xạ tương quan hay phản tương quan giữa hai electron (Zhou et al., 2011), sự chia sẻ năng lượng giữa các electron ngay sau thời điểm tái va chạm (Zhou et al., 2010) hay sự xuất hiện của hiệu ứng ngoại phẳng trong phổ động lượng tương quan hai electron (Huynh et al., 2016). Một điểm khá thú vị trong công trình (Huynh et al., 2016) là khi sử dụng xung laser OTC để khảo sát quá trình NSDI cho nguyên tử He, các tác giả đã mô phỏng thành công cấu trúc đầu gối trong phổ thể hiện sự phụ thuộc của tín hiệu He^{2+} theo pha tương đối. Kết quả này chưa được tìm thấy trong thực nghiệm đối với He nhưng đã được tìm thấy khi khảo sát nguyên tử Ne (Yuan et al., 2015). Ngoài ra, kết quả khảo sát trong công trình (Yuan et al., 2015) cho thấy rằng sự phụ thuộc của tín hiệu Ne^{2+} theo pha tương đối có dáng điệu không phụ thuộc vào cường độ laser. Như vậy, câu hỏi đặt ra là những tính chất trên có thay đổi không khi ta khảo sát quá trình NSDI cho những nguyên tử khí hiếm khác, như Ar.

Trong nghiên cứu này, chúng tôi tiến hành khảo sát sự phụ thuộc các quá trình động lực học của nguyên tử Ar vào pha tương đối giữa hai thành phần điện trường laser hai màu có cường độ khác nhau. Chúng tôi tiến hành mô phỏng CTEMĐ theo từng trục phân cực của các thành phần điện trường của OTC và giải thích sự khác nhau về hình dạng của CTEMĐ khi thay đổi pha tương đối của OTC. Bên cạnh đó, chúng tôi cũng phân tích thành công sự chiếm ưu thế của cơ chế ion hóa hoãn trong việc chi phối quá trình NSDI của nguyên tử Ar.

2. Mô hình tập hợp cổ điển ba chiều

Hiện nay, có hai cách phổ biến để giải số bài toán NSDI. Cách thứ nhất là phương pháp giải phương trình Schrödinger phụ thuộc thời gian (Time Dependent Schrödinger Equation – TDSE) để cho kết quả chính xác và gần với thực nghiệm. Tuy nhiên, phương pháp này chỉ cung cấp thông tin của hệ ở cuối quá trình tương tác, đồng thời việc xác định các thể tương tác electron-ion và electron-electron khá phức tạp (Hu, 2013). Cách thứ hai là mô hình tập hợp cổ điển được đề xuất vào năm 2001 (Panfili et al., 2001). Phương pháp cổ điển được sử dụng rộng rãi trong việc nghiên cứu quá trình NSDI bởi có thể cung cấp được thông tin tại bất kì thời điểm nào trong quá trình nguyên tử tương tác với laser. Phương pháp cổ điển được chứng minh có độ chính xác tương đương phương pháp TDSE (Haan et al., 2006) khi cường độ laser và số lượng nguyên tử mô phỏng đủ lớn.

Theo mô hình cổ điển, quá trình chuyển động của hệ hai electron ion hoá trong hệ tọa độ Descartes được biểu diễn bằng cách giải phương trình định luật II Newton (lưu ý hệ đơn vị nguyên tử với $e = \hbar = m_e = 1$ a.u. được sử dụng trong toàn bộ bài nghiên cứu trừ những chỗ được chỉ rõ):

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{2x_i}{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 + a^2)^{3/2}} + \frac{x_i - x_j}{\left[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2 + b^2 \right]^{3/2}} - E_x(t), \quad (1a)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{2y_i}{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 + a^2)^{3/2}} + \frac{y_i - y_j}{\left[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2 + b^2 \right]^{3/2}} - E_y(t), \quad (1b)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{2z_i}{(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 + a^2)^{3/2}} + \frac{z_i - z_j}{\left[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2 + b^2 \right]^{3/2}}, \quad (1c)$$

trong đó, i là chỉ số tương ứng cho từng electron, các hệ số làm mềm a và b có giá trị lần lượt là 1.5 và 0.05 (Chen et al., 2016) để tránh sự ion hoá tự động. Điện trường laser hai màu trực giao có hàm bao dạng hình thang với hai chu kỳ bật laser, sáu chu kỳ ổn định và hai chu kỳ tắt laser. Hai thành phần điện trường của laser OTC có dạng $E_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \cdot f(t)$ và $E_y(t) = E_0 \cos(2\omega t + \Delta\varphi) \cdot f(t)$, với $\Delta\varphi$ là pha tương đối giữa hai xung laser.

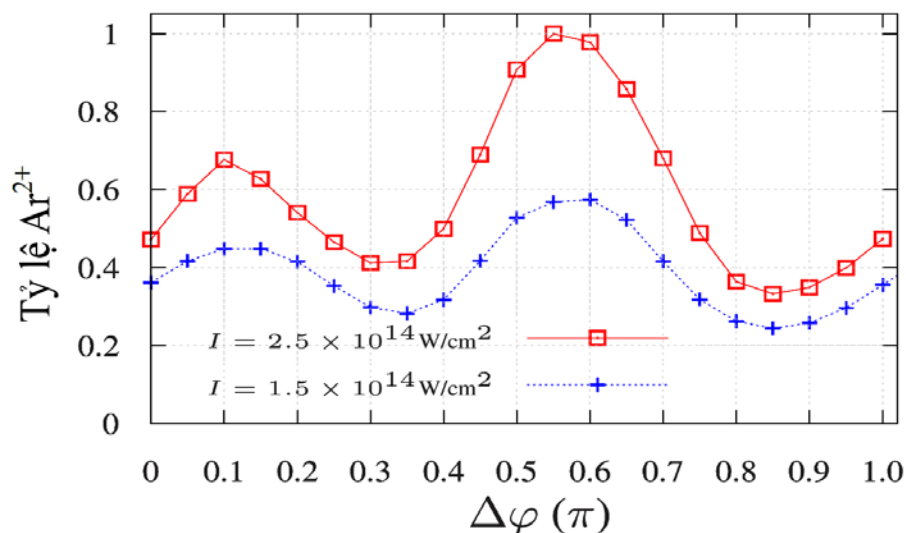
Theo mô hình cổ điển, các electron chỉ được đặc trưng bởi năng lượng ion hóa. Do đó, lúc đầu ta thiết lập hệ nguyên tử ở mức năng lượng của trạng thái cơ bản là -1.5911 a.u., đây là tổng thế ion hóa của electron thứ nhất và electron thứ hai (Ma et al., 2016) của nguyên tử Ar. Ban đầu, hai electron được chuyển động trong trường hạt nhân một khoảng thời gian đủ dài (khoảng 100 a.u.) (Truong, 2021) để thu được sự phân bố vị trí và động lượng ổn định của hệ (Ma et al., 2016). Sau đó, xung laser được bật lên để khảo sát quá trình NSDI. Vào cuối quá trình tương tác với trường laser, năng lượng của hai

electron bao gồm động năng, thế năng tương tác ion-electron và một nửa thế năng tương tác electron-electron được xem xét. Nguyên tử được xem là ion hóa kép không liên tiếp nếu sau quá trình tương tác với trường laser, năng lượng của hai electron đều mang giá trị dương (Zhou et al., 2010; Ma et al., 2018) và tồn tại sự kiện tái va chạm của electron ion hóa thứ nhất với ion mẹ.

Để thu được kết quả ổn định về mặt thống kê, chúng tôi sử dụng tập hợp nguyên tử Ar có kích thước năm triệu nguyên tử. Xung laser hai màu trực giao sử dụng trong công trình này có cường độ đỉnh laser bằng nhau theo trục Ox và Oy lần lượt là $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ và $I = 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, bước sóng $\lambda_x = 800 \text{ nm}$, $\lambda_y = 400 \text{ nm}$. Pha tương đối $\Delta\varphi$ của xung laser OTC có giá trị thay đổi trong đoạn $[0, \pi]$.

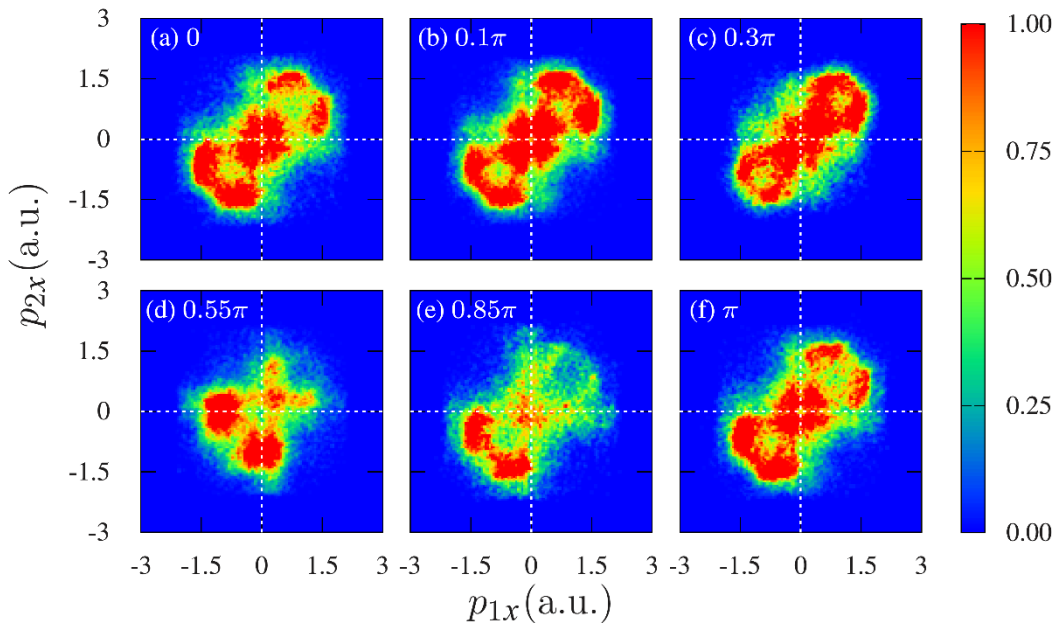
3. Kết quả

Theo tính toán của chúng tôi, tỉ lệ tín hiệu NSDI phụ thuộc mạnh vào pha tương đối của xung laser OTC và có chu kì π như Hình 1. Số liệu tại Hình 1 được chuẩn hóa theo đỉnh cao nhất đối với cường độ $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Kết quả cho thấy tỉ lệ ion Ar^{2+} đạt cực đại tại hai giá trị $\Delta\varphi$ là 0.1π và 0.55π ; đạt cực tiểu khi $\Delta\varphi$ có giá trị 0.3π hoặc 0.85π . Kết quả ở Hình 1 cũng cho thấy, dáng điệu của đường biểu diễn sự phụ thuộc tỉ lệ Ar^{2+} theo pha tương đối không thay đổi khi thay đổi cường độ hai laser. Tuy nhiên, đường tỉ lệ Ar^{2+} ứng với cường độ $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ cao hơn so với cường độ $I = 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ bởi theo mô hình simple-man (Corkum, 1993) thì xác suất xảy ra NSDI lớn hơn khi trường laser có cường độ cao do electron quay về tái va chạm ion mẹ với năng lượng lớn hơn. Bên cạnh đó, một đặc điểm thú vị có thể quan sát được trong Hình 1 là cấu trúc đầu gối không tồn tại cho trường hợp của nguyên tử Ar. Kết quả này khác với các công trình trước đây cho nguyên tử Ne (Yuan et al., 2015) và He (Huynh et al., 2016).



Hình 1. Tỉ lệ các tín hiệu NSDI

Trong phần tiếp theo, chúng tôi tập trung phân tích các quá trình động lực học của hai electron ion hóa cho trường hợp laser cường độ cao $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Hình 2 thể hiện CTEMĐ dọc theo trục phân cực của xung laser 800 nm với các pha tương đối khác nhau. Đối với các trường hợp $\Delta\varphi = 0$ (Hình 2a), $\Delta\varphi = 0.1\pi$ (Hình 2b), và $\Delta\varphi = \pi$ (Hình 2f), phổ động lượng theo phương Ox cho thấy các tín hiệu NSDI tập trung chủ yếu ở góc phần tư thứ nhất và thứ ba. Ngoài ra, CTEMĐ không tập trung trên đường chéo chính. Điều này cho thấy rằng hai electron sau khi bị ion hóa kép bay ra khỏi ion mẹ theo cùng một hướng và có sự chênh lệch động lượng về độ lớn. Đối với trường hợp $\Delta\varphi = 0.55\pi$ (Hình 2d), tín hiệu CTEMĐ tập trung dọc theo hai trục p_{1x}, p_{2x} và xuất hiện hai vùng cực đại ở phần âm của hai trục động lượng. Trong hai trường hợp tương ứng với tỉ lệ Ar^{2+} đạt cực tiểu (Hình 2c và 2e), CTEMĐ theo phương Ox phân bố chủ yếu ở góc phần tư thứ nhất và thứ ba gần đường chéo chính hơn trường hợp $\Delta\varphi = 0$ và π . Điều này có nghĩa sự chênh lệch về độ lớn giữa động lượng hai electron ion hóa ít hơn. Ngoài ra, CTEMĐ trong trường hợp $\Delta\varphi = 0.85\pi$ tập trung chủ yếu ở góc phần tư thứ ba trong khi CTEMĐ tại $\Delta\varphi = 0.3\pi$ tập trung đều ở cả góc phần tư thứ nhất và thứ ba.

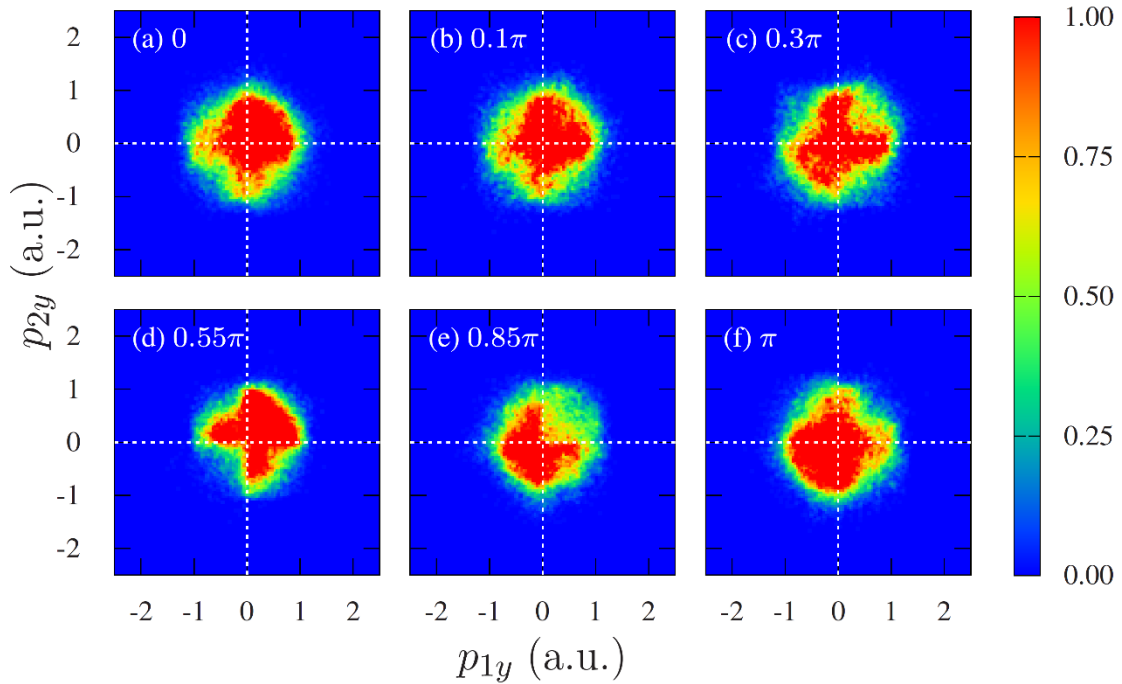


Hình 2. Phổ động lượng tương quan hai electron dọc theo trục phân cực của xung laser 800 nm khi pha tương đối $\Delta\varphi$ có giá trị lần lượt là $0, 0.1\pi, 0.3\pi, 0.55\pi, 0.85\pi, \pi$.

Cường độ hai laser $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

Tiếp theo, chúng tôi thể hiện CTEMĐ dọc theo phương Oy là phương phân cực của xung laser 400 nm trong Hình 3. Khi $\Delta\varphi = 0$, phần lớn CTEMĐ tập trung ở góc phần tư thứ nhất thể hiện rõ hai electron ion hoá bay ra khỏi ion mẹ cùng chiều dương của trục Oy . Khi tăng giá trị pha tương đối của laser OTC, phổ động lượng tương quan hai electron có

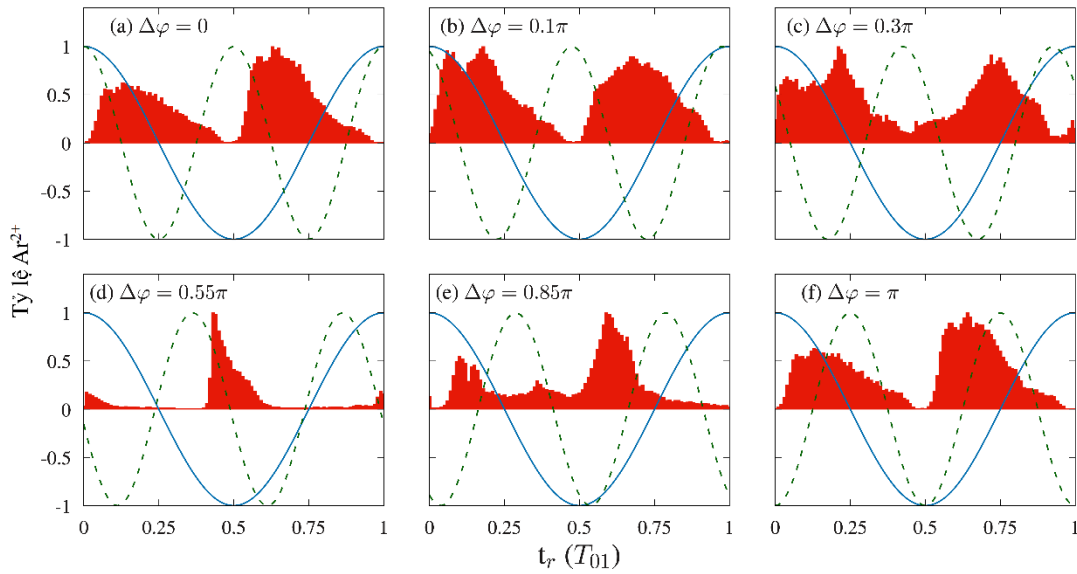
sự mở rộng về phía âm của hai trục động lượng (Hình 3b-3d), và tập trung chủ yếu tại góc phần tư thứ ba khi $\Delta\varphi$ có giá trị 0.85π và π (Hình 3e, 3f). Kết quả trên cho thấy laser OTC là một công cụ hữu ích để điều khiển quá trình NSDI của nguyên tử Ar, tương tự như các nghiên cứu trước đó đối với nguyên tử He (Zhou et al., 2011; Huynh et al., 2016), Ne (Yuan et al., 2015) và Xe (Chen et al., 2013).



Hình 3. Phổ động lượng tương quan hai electron dọc theo trục phân cực của xung laser 400 nm khi pha tương đối $\Delta\varphi$ có giá trị lần lượt là $0, 0.1\pi, 0.3\pi, 0.55\pi, 0.85\pi, \pi$.

$$\text{Cường độ hai laser } I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

Lưu ý rằng trong tính toán của chúng tôi, CTEMĐ theo phương Oz ứng với các trường hợp khác nhau của pha tương đối đều tập trung xung quanh góc tọa độ. Kết quả này chứng tỏ hai electron chủ yếu chuyển động trong mặt phẳng phân cực của laser OTC. Do đó, xác suất electron thứ nhất quay về va chạm không đàn hồi với ion mẹ sau khi bị ion hoá bởi trường laser cao hơn, và rõ ràng không có trường hợp $\Delta\varphi$ nào cho tỉ lệ NSDI bằng 0 như kết quả trong công trình (Huynh et al., 2016) cho nguyên tử He.



Hình 4. Thời điểm tái va chạm của electron tái va chạm khi thay đổi pha tương đối của xung laser hai màu trực giao. Đường màu xanh dương nét liền biểu diễn điện trường E_x và đường nét đứt màu xanh lá cây biểu diễn điện trường laser E_y . Cường độ hai laser

$$I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

Để giải thích sự khác nhau về hình dạng của CTEMĐ khi thay đổi pha tương đối của laser OTC, chúng tôi phân tích sự phụ thuộc của thời điểm tái va chạm vào pha tương đối khi xét trong một chu kỳ laser. Ở đây, T_{01} là chu kỳ quang học của xung laser 800 nm. Vận tốc vào cuối xung laser v_f của electron ion hóa tại thời điểm t_i được xác định theo công thức

$$v_f = v_0 - \frac{E_0}{\omega} \sin(\omega t_i), \tag{2}$$

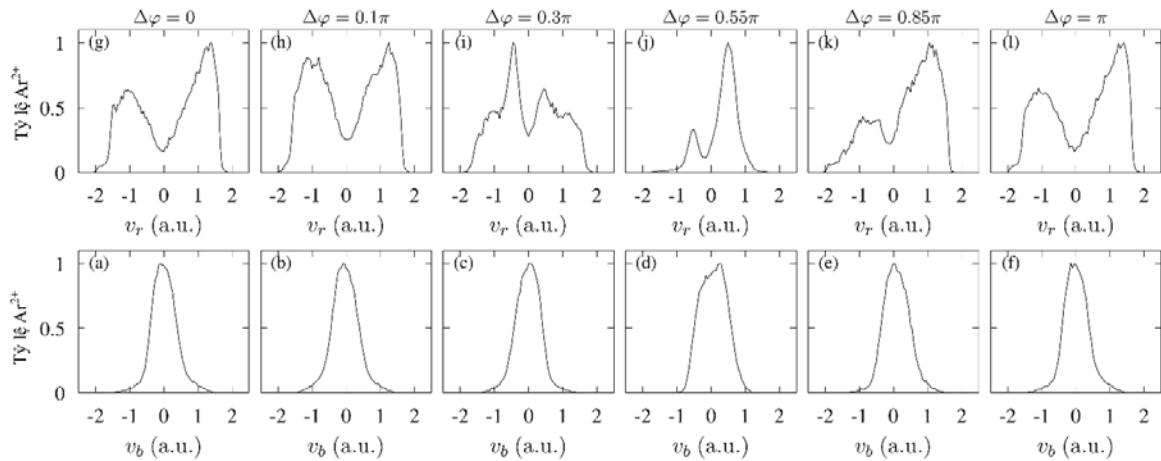
với v_0 là vận tốc ban đầu của electron tại thời điểm ion hóa t_i . Số hạng $\left[-\frac{E_0}{\omega} \sin(\omega t_i) \right]$ là thành phần vận tốc của electron do điện trường laser gây ra (Zhou et al., 2011). Trong công trình (Zhou et al., 2011), nhóm tác giả đã kết luận rằng động lượng cuối cùng của các electron là do sự cạnh tranh giữa hai thành phần trong phương trình (2): thành phần v_0 hướng các electron ion hóa theo hướng ngược nhau (phổ động lượng tập trung trong phần tư thứ hai và thứ tư) và thành phần thứ hai hướng các electron ion hóa theo cùng hướng (phổ động lượng tập trung trong phần tư thứ nhất và thứ ba). Tính toán của chúng tôi cho thấy thời điểm tái va chạm của electron thứ nhất (Hình 4a, 4b và 4f) tập trung chủ yếu tại cực tiểu của laser 800 nm. Khi này, số hạng thứ hai trong phương trình (2) chiếm ưu thế nên CTEMĐ được phân bố thành hai chòm cầu ở phần tư thứ nhất và thứ ba (Hình 2a, 2b,

2f) (Zhou et al., 2011). Đồng thời, thời điểm tái va chạm của hai electron không có chu kỳ $0.5T_{01}$ dẫn đến sự bất đối xứng giữa phần tư thứ nhất và thứ ba trong CTEM. Lưu ý rằng, trong trường hợp $\Delta\varphi = 0.1\pi$ (Hình 4b), sự phân bố thời điểm tái va chạm có hai đỉnh cách nhau $0.5T_{01}$, do đó sự bất đối xứng trong CTEM ít rõ ràng hơn (Hình 2b). Khi pha tương đối giữa hai xung bằng 0.55π , phổ thời điểm tái va chạm chỉ xuất hiện một đỉnh duy nhất gần cực đại của laser 800 nm. Vì vậy động lượng cuối của các electron được xác định chủ yếu bởi thành phần v_0 . Trong trường hợp này, nếu hai electron ion hóa với vận tốc ban đầu khác nhau thì p_{1x} và p_{2x} sẽ chênh lệch nhau nhiều, do đó, phổ CTEM xuất hiện hai phân âm của hai trục động lượng (Hình 2d). Trong trường hợp $\Delta\varphi = 0.3\pi$ và $\Delta\varphi = 0.85\pi$, thời gian tái va chạm kéo dài (Hình 4c và 4e), do đó sự đóng góp của cả hai thành phần vận tốc trong công thức (2) vào động lượng cuối hai electron là đáng kể.

CTEM dọc theo trục phân cực của trường 400 nm cũng được giải thích tương tự như trục phân cực của trường 800 nm. Kết quả ở Hình 4 cho thấy rằng các sự kiện NSDI có thời gian tái va chạm kéo dài từ thời điểm trường laser 400 nm đạt cực đại đến khi triệt tiêu (Hình 4a-4f). Do đó, vận tốc cuối của hai electron có sự cạnh tranh giữa thành phần v_0 và thành phần thứ hai trong phương trình (2). Kết quả là phổ động lượng theo trục Oy phân bố trong cả bốn góc phần tư (Hình 3a-3f). Cũng lưu ý rằng, theo trục Oy , thời gian tái va chạm của hai electron không có chu kỳ $0.5T_{02}$, với T_{02} là chu kỳ quang học của xung laser 400 nm, nên tồn tại sự bất đối xứng trong CTEM.

Các phân tích trên chứng tỏ rằng sự phân bố động lượng tương quan hai electron phụ thuộc vào việc kiểm soát thời gian tái va chạm và xung laser hai màu trực giao là một công cụ hữu ích để thực hiện công việc này. Để nghiên cứu chi tiết về các cơ chế chi phối quá trình NSDI dưới tác dụng của trường laser hai màu trực giao, chúng tôi tiếp tục sử dụng phép phân tích quỹ đạo. Tại thời điểm tái va chạm với ion mẹ, electron thứ nhất đã chuyển một phần năng lượng cho electron liên kết dẫn đến sự thay đổi năng lượng đột ngột của hai electron. Dựa vào kết quả phân tích năng lượng của hai electron trong quá trình tương tác với laser hai màu trực giao, quá trình ion hóa chủ yếu xảy ra theo hai cơ chế cơ bản: cơ chế ion hóa trực tiếp (Chen et al., 2020) và cơ chế ion hóa hoãn (Bergues et al., 2012). Vận tốc của hai electron ngay sau thời điểm tái va chạm theo phương Ox được chúng tôi mô tả ở Hình 5. Kết quả cho thấy sự phân bố vận tốc của electron tái va chạm là nguyên nhân dẫn đến sự thay đổi trong phổ CTEM như kết quả Hình 2. Đối với electron tái va chạm (hàng thứ nhất), phổ vận tốc khi $\Delta\varphi = 0$ và $\Delta\varphi = \pi$ phân bố thành hai đỉnh cách nhau 2 a.u., tuy nhiên ở đây có sự chênh lệch tỉ lệ Ar^{2+} ở hai đỉnh nên dẫn đến sự phân bố bất đối xứng trong CTEM (Hình 2a và 2f). Khi pha tương đối của OTC bằng $\Delta\varphi = 0.3\pi$ và

$\Delta\varphi = 0.85\pi$, khoảng cách của hai đỉnh được thu lại gần nhau, vì vậy động lượng của hai electron có sự chênh lệch ít hơn như đã phân tích ở phần trên (Hình 2c và 2e). Khi $\Delta\varphi = 0.55\pi$, vận tốc của electron tái va chạm tụ lại, tạo thành một đỉnh nên CTEMĐ xuất hiện hai cực đại dọc theo hai trục tọa độ với độ chênh lệch động lượng lớn (Hình 2d). Đối với electron liên kết (hàng thứ hai), sau khi xảy ra sự kiện tái va chạm, vận tốc của phần lớn electron có giá trị nhỏ chủ yếu tập trung tại 0. Điều này chứng tỏ electron liên kết vẫn còn nằm trong nguyên tử ngay sau khi tái va chạm.



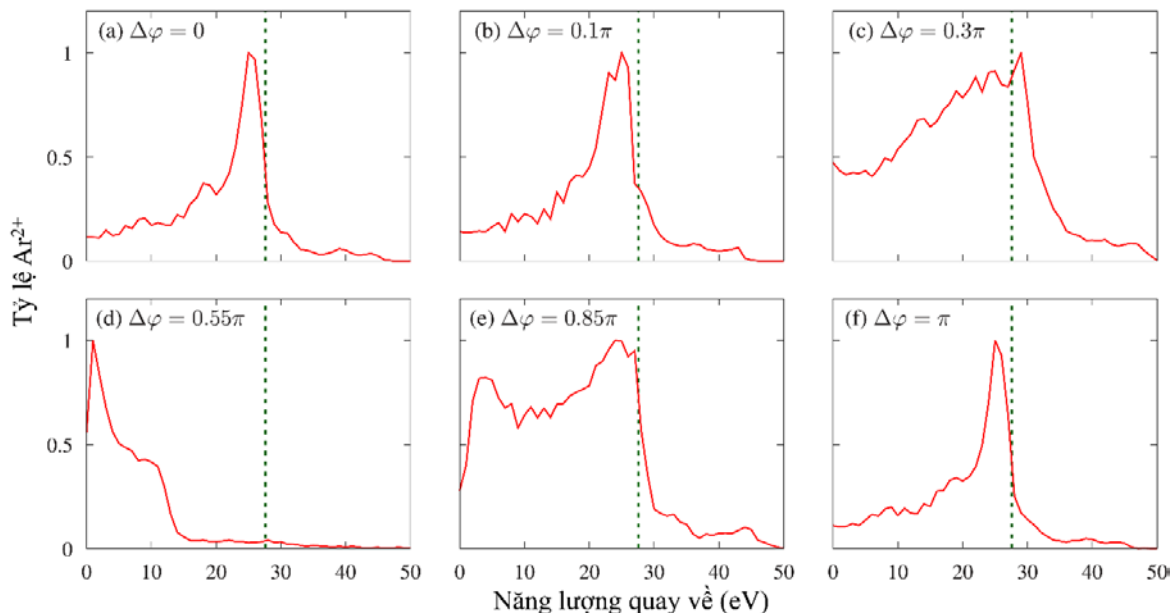
Hình 5. Vận tốc theo phương Ox của electron tái va chạm (hàng thứ nhất) và electron liên kết (hàng thứ hai) ngay sau thời điểm tái va chạm. Cường độ hai laser

$$I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

Trong mô hình cổ điển, năng lượng quay về của electron tái va chạm có giá trị cực đại là $3.17U_p$, với U_p là thế trọng động trong trường laser đơn sắc. Theo mô hình simpleman (Corkum, 1993), năng lượng quay về đạt giá trị cực đại khi thời điểm tái va chạm diễn ra ở vị trí điện trường có giá trị bằng 0; trong khi các sự kiện tái va chạm xảy ra gần đỉnh của xung laser thì các electron sẽ có năng lượng quay về nhỏ hơn (Corkum, 1993; Zhou et al., 2010). Chúng tôi phân tích năng lượng quay về của electron tái va chạm tương ứng với các pha tương đối khác nhau và biểu diễn trong Hình 6. Đường nét đứt màu xanh lá cây thể hiện thế ion hóa của electron thứ hai với giá trị $I_{p2} = 27.63 \text{ eV}$. Hình 4a, 4b và 4f cho thấy đa số sự kiện tái va chạm của electron thứ nhất với ion mẹ xảy ra quanh vị trí điện trường laser 800 nm có giá trị bằng không, vì vậy phần lớn năng lượng quay về của electron có giá trị lớn vào cỡ 25 eV (Hình 6a, 6b và 6f). Tuy nhiên, năng lượng này vẫn nhỏ hơn thế ion hóa I_{p2} do đó sự tái va chạm chỉ làm electron liên kết nhảy lên trạng thái kích thích. Khi $\Delta\varphi = 0.55\pi$, phần lớn năng lượng quay về của electron thứ nhất có giá trị nhỏ hơn 10 eV. Nguyên nhân là do sự phân bố thời điểm tái va chạm tập trung thành một đỉnh duy nhất tại

cực đại của điện trường laser 800 nm (Hình 4d). Do đó, ở các trường hợp này, cơ chế ion hoá hoãn chi phối quá trình NSDI.

Tại hai pha tương đối $\Delta\varphi = 0.3\pi$ và $\Delta\varphi = 0.85\pi$ ứng với cực tiểu của tín hiệu NSDI, năng lượng quay về của electron thứ nhất kéo dài trên một khoảng rộng trong đó có một phần lớn hơn thế ion hóa của electron thứ hai (Hình 6c và 6e). Có thể thấy rằng, các sự kiện tái va chạm trong trường hợp $\Delta\varphi = 0.3\pi$ xảy ra ở gần cực tiểu của điện trường laser 800nm làm xuất hiện một số electron có năng lượng quay về lớn hơn thế ion hóa I_{p2} . Theo mô hình simple-man (Corkum, 1993), khi electron có năng lượng quay về lớn thì thời gian tương tác với ion mẹ rất ngắn (Zhou et al., 2010) và electron tái va chạm chỉ truyền một phần năng lượng cho electron liên kết. Phần năng lượng trao đổi này không đủ để bứt electron thứ hai ra khỏi ion mẹ ngay lập tức nên cơ chế ion hóa hoãn vẫn chiếm ưu thế. Trong trường hợp $\Delta\varphi = 0.85\pi$, do electron thứ nhất tái va chạm với ion mẹ quanh thời điểm điện trường laser bằng 0 nên năng lượng quay về của electron thứ nhất lớn có đỉnh gần với giá trị I_{p2} . Ngoài ra, trong trường hợp này, một số sự kiện tái va chạm xảy ra gần cực đại của trường laser E_y , do đó trong phổ mô tả năng lượng quay về của electron thứ nhất xuất hiện đỉnh năng lượng nhỏ hơn 10 eV. Các kết quả phân tích trên một lần nữa giúp chúng tôi khẳng định sự chi phối của cơ chế ion hóa hoãn đối với quá trình NSDI tại cường độ $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.



Hình 6. Năng lượng quay về của electron tái va chạm khi thay đổi pha tương đối của xung laser hai màu trực giao. Cường độ hai laser $I = 2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

4. Kết luận

Nghiên cứu này chúng tôi sử dụng mô hình tập hợp cổ điển ba chiều để khảo sát quá trình ion hoá kép không liên tiếp của nguyên tử Ar dưới tác dụng của xung laser hai màu trực giao. Kết quả cho thấy, sự phụ thuộc của tín hiệu Ar^{2+} theo pha tương đối không tồn tại cấu trúc đầu gối như nguyên tử He và Ne. Bên cạnh đó, số sự kiện NSDI cũng không phụ thuộc vào cường độ laser. Ngoài ra, phổ động lượng tương quan hai electron theo phương phân cực phụ thuộc mạnh mẽ vào pha tương đối của điện trường laser. Phần lớn các electron quay về tái va chạm với ion mẹ tại lân cận thời điểm bằng laser có độ lớn bằng 0 nên năng lượng quay về của electron tái va chạm có giá trị lớn. Điều này dẫn đến sự chiếm ưu thế của cơ chế ion hoá hoãn trong quá trình NSDI và hoàn toàn phù hợp với những dự đoán của mô hình simple-man (Corkum, 1993). Các kết quả thu được cũng chứng tỏ rằng xung laser hai màu trực giao là một công cụ tiềm năng để kiểm soát động lực học các electron trong quá trình tương tác của laser và vật chất.

- ❖ **Tuyên bố về quyền lợi:** Các tác giả xác nhận hoàn toàn không có xung đột về quyền lợi.
- ❖ **Lời cảm ơn:** Bài báo này được hỗ trợ bởi Đề tài cấp cơ sở của Trường Đại học Sư phạm Thành phố Hồ Chí Minh, mã số CS.2020.19.50.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Bergues, B., Kübel, M., Johnson, N. G., Fischer, B., Camus, N., Betsch, K. J., ... Pfeifer, T. (2012). Attosecond tracing of correlated electron-emission in non-sequential double ionization. *Nature Communications*, 3(1), 1-6.
- Chen, L., Zhou, Y., Huang, C., Zhang, Q., & Lu, P. (2013). Attosecond-resolved electron emission in nonsequential double ionization. *Physical Review A*, 88(4), 043425.
- Chen, Y., Zhou, Y., Li, Y., Li, M., Lan, P., & Lu, P. (2016). The contribution of the delayed ionization in strong-field nonsequential double ionization. *The Journal of Chemical Physics*, 144(2), 024304.
- Chen, J. H., Xu, T. T., Han, T., Sun, Y., Xu, Q. Y., & Liu, X. S. (2020). Relative phase effect of nonsequential double ionization in Ar by two-color elliptically polarized laser field. *Chinese Physics B*, 29(1), 013203.
- Corkum, P. B. (1993). Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Physical Review Letters*, 71(13), 1994.
- Haan, S. L., Breen, L., Karim, A., & Eberly, J. H. (2006). Variable time lag and backward ejection in full-dimensional analysis of strong-field double ionization. *Physical Review Letters*, 97(10), 103008.
- Hu, S. X. (2013). Boosting photoabsorption by attosecond control of electron correlation. *Physical Review Letters*, 111(12), 123003.

- Huynh, V. S., Truong, T. D. H., Tran, H. H. Y., Vo, T. L., & Pham, N. T. V (2016). Dependence of two-electron correlated dynamics on the relative phase of two-color orthogonal laser pulse. *Ho Chi Minh City University of Education Journal of Science*, 3(81), 34.
- Lan, P., Lu, P., Li, Q., Li, F., Hong, W., & Zhang, Q. (2009). Macroscopic effects for quantum control of broadband isolated attosecond pulse generation with a two-color field. *Physical Review A*, 79(4), 043413.
- L'Huillier, A., Lompre, L. A., Mainfray, G., & Manus, C. (1982). Multiply charged ions formed by multiphoton absorption processes in the continuum. *Physical Review Letters*, 48(26), 1814.
- Ma, X., Zhou, Y., & Lu, P. (2016). Multiple recollisions in strong-field nonsequential double ionization. *Physical Review A*, 93(1), 013425.
- Ma, X., Zhou, Y., Li, N., Li, M., & Lu, P. (2018). Attosecond control of correlated electron dynamics in strong-field nonsequential double ionization by parallel two-color pulses. *Optics & Laser Technology*, 108, 235-240.
- Panfili, R., Eberly, J. H., & Haan, S. L. (2001). Comparing classical and quantum dynamics of strong-field double ionization. *Optics Express*, 8(7), 431-435.
- Song, Q., Lu, P., Gong, X., Ji, Q., Lin, K., Zhang, W., ... Wu, J. (2017). Dissociative double ionization of CO in orthogonal two-color laser fields. *Physical Review A*, 95(1), 013406.
- Suran, V. V., & Zapesochny, I. P. (1975). Observation of Sr²⁺ in multiple-photon ionization of strontium. *Soviet Technical Physics Letters*, 1(420), 2.
- Truong, T. D. H., Quach, A. M., Nguyen, H. H., Nguyen T. U., & Pham, N. T. V. (2021). Investigation of the dependence of multiple recollision on laser wavelength in the nonsequential double ionization process. *Journal of Physics: Conference Series*, 1932(1), 012004.
- Yuan, Z., Ye, D., Xia, Q., Liu, J., & Fu, L. (2015). Intensity-dependent two-electron emission dynamics with orthogonally polarized two-color laser fields. *Physical Review A*, 91(6), 063417.
- Zheng, Y., Diao, H., Zeng, Z., Ge, X., Li, R., & Xu, Z. (2015). Manipulating electron-ion recollision in a midinfrared laser field. *Physical Review A*, 92(3), 033417.
- Zhou, Y., Liao, Q., & Lu, P. (2010). Asymmetric electron energy sharing in strong-field double ionization of helium. *Physical Review A* 82, 053402.
- Zhou, Y., Huang, C., Tong, A., Liao, Q., & Lu, P. (2011). Correlated electron dynamics in nonsequential double ionization by orthogonal two-color laser pulses. *Optics Express*, 19(3), 2301-2308.

**CONTROLLING THE NON-SEQUENTIAL DOUBLE IONIZATION PROCESS
OF Ar ATOM INDUCED BY A HIGH INTENSITY ORTHOGONAL
TWO-COLOR LASER**

**Truong Đang Hoai Thu^{1,2}, Nguyen Hong Hanh¹, Quach Ai Mi²,
Tran Thi Hanh¹, Pham Nguyen Thanh Vinh^{1*}**

¹Ho Chi Minh City University of Education, Vietnam

²University of Science, Ho Chi Minh City, Vietnam National University Ho Chi Minh City, Vietnam

*Corresponding author: Pham Nguyen Thanh Vinh – Email: vinhpnt@hcmue.edu.vn

Received: October 08, 2021; Revised: October 18, 2021; Accepted: March 13, 2022

ABSTRACT

In this study, the three-dimensional classical ensemble model is used to simulate the correlation of two ionized electrons of Ar atom induced by high intensity orthogonal two-color laser fields. The results show that the NSDI events strongly vary with the relative phase and do not depend on the laser intensity. However, the knee structure in the relative phase distribution of Ar²⁺ signal cannot be observed. Using the trajectory analysis technique, it was found that the recollision time of the first ionized electron and the velocity of the two electrons immediately after the recollision moment strongly depends on the relative phase of the two-color laser pulse, which led to the change in the shape of the correlated two-electron momentum distribution.

Keywords: ionization mechanism; nonsequential double ionization process; orthogonal two-color laser field; three-dimensional classical ensemble model