

ЗАКРУЧИВАНИЕ АТОМОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

*В. С. Мележик**

*Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

*Государственный университет «Дубна»
141982, Дубна, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 1 июня 2026 г.,
после переработки 17 июля 2026 г.
Принята к публикации 17 июля 2026 г.

В нашей работе [V. S. Melezhik and S. Shadmehri, J. Chem. Phys. **162**, 174304 (2025)] предложен и исследован m -фотонный резонансный механизм закручивания нейтральных атомов циркулярно поляризованными лазерными импульсами с передачей спиральности поглощаемых m фотонов атому. В настоящей работе исследуется возможность использования этого механизма для получения закрученных электронов. Показывается, что предлагаемый альтернативный способ получения закрученных атомов и электронов с помощью рассмотренного механизма может открыть новые возможности по сравнению с традиционными методиками, использующими вилочные дифракционные решетки. Расчеты выполнены в рамках квантово-квазиклассического подхода применительно к атому водорода в лазерном поле. В таком подходе динамика электрона описывается нестационарным уравнением Шредингера, которое интегрируется одновременно с классическими уравнениями Гамильтона для центра масс атома.

Ключевые слова: атом водорода, лазерное поле, интенсивность лазера, недипольные поправки, уравнение Шредингера, квантово-квазиклассическое приближение, орбитальный угловой момент, возбуждение и ионизация атома, закрученные электроны

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.*

DOI: 10.31857/S0044451026100077

1. ВВЕДЕНИЕ

В нашей работе [1] предложен и исследован на примере атома водорода m -фотонный резонансный механизм

$$H_{n=1} + m\hbar\omega \rightarrow H_{n'}, \quad (1)$$

$$m\hbar\omega = \frac{1}{2} - \frac{1}{2n'^2}$$

закручивания атома циркулярно поляризованными лазерными полями с передачей спиральности фотонов атому. Было также показано, что с ростом ин-

тенсивности лазерного излучения I с процессом (1) вступает в конкуренцию процесс ионизации атома

$$H_{n=1} + m\hbar\omega \rightarrow p + e^-, \quad (2)$$

который становится доминирующим при превышении некоторого критического значения $I > I_{cr}$. Критическое значение интенсивности лазера I_{cr} для конкурирующих каналов (1) и (2) зависит от соотношения между частотой лазера ω и числом фотонов m в условии резонанса (1): I_{cr} уменьшается с уменьшением частоты ω (увеличением m) в условии резонанса (1) [1].

Здесь мы исследуем «побочный» эффект ионизации атома (2) при его резонансном m -фотонном закручивании циркулярно поляризованным лазерным полем (1) и показываем, что при определенных условиях он может быть использован как альтернативный способ получения закрученных электро-

* E-mail: melezhik@theor.jinr.ru

нов с проекцией электронного орбитального момента $l_z^{(el)} \geq m\hbar$ на направление распространения лазерного импульса.

Физика закрученных электронов [2] и атомов [3, 4] является новым, перспективным направлением исследований из-за потенциально интересных приложений как в области фундаментальной физики атомов, ядер и элементарных частиц, так и для прикладных задач (см. обзоры [5, 6]). В частности, обсуждаются возможности использования электронных вихревых пучков для изучения киральности молекул, магнитных свойств материалов и наноматериалов [6]. Есть несколько предложений по созданию вихревых пучков составных частиц (нейтронов, протонов и атомов) [7]. Предполагается, что закручивание составных частиц может быть использовано для изменения фундаментальных взаимодействий таких частиц и зондирования их внутренней структуры. Для получения пучков закрученных электронов используются специальные дифракционные решетки [6] и закрученные фотоны [8]. Однако разработанные методы генерации закрученных электронов довольно сложны и требуют специализированных установок. Поэтому исследование альтернативной возможности получения закрученных электронов с использованием циркулярно поляризованных лазерных импульсов нам представляется интересной и актуальной задачей.

В разд. 2 формулируется задача о взаимодействии атома водорода с циркулярно поляризованным лазерным импульсом с учетом недипольных поправок в потенциале взаимодействия с точностью до членов $\sim 1/c$ включительно, и очень кратко представлена вычислительная квантово-квазиклассическая схема для численного решения задачи. В разд. 3 обсуждаются полученные в рамках разработанного подхода результаты. В разд. 4 приведены заключительные замечания и кратко обсуждаются перспективы дальнейших исследований в этом направлении.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ СХЕМА

Рассмотрим динамику атома водорода под действием циркулярно поляризованного лазерного импульса, задаваемого векторным потенциалом (мы используем атомную систему единиц (ат. ед.), в которой $e^2 = m_e = \hbar = 1$)

$$\mathbf{A} = -\frac{E_0 f(t)}{\omega\sqrt{2}} [\hat{\mathbf{x}} \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) - \hat{\mathbf{y}} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (3)$$

где огибающая импульса

$$f(t) = \sin^2\left(\frac{\pi t}{NT}\right), \quad 0 \leq t \leq T_{out} = NT,$$

содержит N оптических циклов временных периодов $T = 2\pi/\omega$, определяемых частотой лазера ω . Напряженность поля E_0 связана с интенсивностью $I = \epsilon_0 c E_0^2 / 2$ лазерного излучения, где ϵ_0 — электрическая постоянная, $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{z}} = \omega/c\hat{\mathbf{z}}$ и $c = 1/\alpha = 137$ — волновой вектор и скорость света в вакууме соответственно. Определенный таким образом лазерный импульс циркулярно поляризован в плоскости xy и распространяется вдоль оси z . В расчетах длительность импульса была фиксирована величиной $T_{out} = NT = 100$ ат. ед. $\simeq 7.6$ фс. При варьировании частоты лазера ω она оставалась неизменной за счет изменения числа оптических циклов N [9].

Для векторного потенциала (1) электрическое $\mathbf{E} = -d\mathbf{A}/dt$ и магнитное $\mathbf{B} = [\nabla \times \mathbf{A}]$ поля принимают вид

$$\mathbf{E} = E_0(t) \left\{ \hat{\mathbf{x}} \left[\cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) + \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \sin\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) \right] + \right. \\ \left. + \hat{\mathbf{y}} \left[\sin\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) - \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) \right] \right\}, \quad (4)$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_0(t)}{c} \left[\hat{\mathbf{y}} \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) - \hat{\mathbf{x}} \sin\left(\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) \right], \quad (5)$$

где общий фактор $E_0(t) = E_0 f(t)/\sqrt{2}$ определяется напряженностью электрического поля E_0 и огибающей импульса $f(t)$.

Тогда потенциал взаимодействия атома водорода с электромагнитным импульсом (3) с учетом недипольных поправок порядка $1/c = \alpha = 1/137$, возникающих при учете магнитной компоненты (5) в электромагнитной волне и ее пространственной неоднородности $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, принимает вид [1, 10]

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t) = V(\mathbf{r}, t) + V_1(\mathbf{r}, t) + V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t), \quad (6)$$

где

$$V(\mathbf{r}, t) = E_0(t) \times \left\{ \left[\cos(\omega t) + \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \sin(\omega t) \right] x + \right. \\ \left. + \left[\sin(\omega t) - \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \cos(\omega t) \right] y \right\}, \quad (7)$$

$$V_1(\mathbf{r}, t) = \frac{E_0(t)}{c} \left\{ \omega \left[\sin(\omega t) - \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \cos(\omega t) \right] zx - \right. \\ \left. - \omega \left[\cos(\omega t) + \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \sin(\omega t) \right] zy + \right. \\ \left. + \cos(\omega t) \hat{l}_y - \sin(\omega t) \hat{l}_x \right\}, \quad (8)$$

и

$$V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t) = \frac{E_0(t)}{c} \times \\ \times \left\{ \omega \left[\sin(\omega t) - \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \cos(\omega t) \right] (zX + xZ) - \right. \\ \left. - \omega \left[\cos(\omega t) + \frac{\sqrt{f(2t)}}{2Nf(t)} \sin(\omega t) \right] (zY + yZ) + \right. \\ \left. + \left[\cos(\omega t) (Z\hat{p}_x - X\hat{p}_z) + \sin(\omega t) (Z\hat{p}_y - Y\hat{p}_z) \right] \right\}. \quad (9)$$

Потенциал $W(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t)$ записан в координатах центра масс (ЦМ)

$$\mathbf{R} = X\hat{\mathbf{x}} + Y\hat{\mathbf{y}} + Z\hat{\mathbf{z}}$$

и электрона относительно протона

$$\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}} + z\hat{\mathbf{z}} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_p.$$

$\hat{l}_x$ и $\hat{l}_y$ в (8) — x - и y -компоненты оператора орбитального углового момента электрона относительно протона. Таким образом, полный гамильтониан атома водорода в лазерном поле принимает вид

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t) = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2M} + h_0(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}, t) + \\ + V_1(\mathbf{r}, t) + V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t), \quad (10)$$

где гамильтониан

$$h_0(\mathbf{r}) = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\mu} - \frac{1}{r} \quad (11)$$

описывает движение электрона относительно протона в кулоновском поле между ними. Здесь $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса электрона относительно протона, $\hat{\mathbf{P}}$ — импульс ЦМ, $\mu = m_e m_p / (m_e + m_p)$ — приведенная масса атома и $M = m_e + m_p$. Первое слагаемое $V(\mathbf{r}, t)$ (7) в потенциале взаимодействия (6) описывает взаимодействие атома с электромагнитным импульсом в дипольном приближении, а два дополнительных члена, $V_1(\mathbf{r}, t)$ и $V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t)$, описывают поправки к дипольному приближению порядка $\sim 1/c, \omega/c$. Последнее слагаемое $V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t)$ в полном

гамильтониане «перепутывает» переменные ЦМ и электрона — приводит к неразделению переменных в рассматриваемой задаче.

Следуя схеме, предложенной и разработанной в [9, 11], мы численно решаем задачу об атоме водорода в циркулярно поляризованном лазерном поле, описываемом гамильтонианом (10), с помощью квантово-квазиклассического подхода, в котором квантовая динамика электрона относительно протона описывается нестационарным 3D-уравнением Шредингера

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = [h_0(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}, t) + \\ + V_1(\mathbf{r}, t) + V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t)] \psi(\mathbf{r}, t), \quad (12)$$

которое интегрируется одновременно с классическими уравнениями Гамильтона

$$\frac{d}{dt} \mathbf{P} = - \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} H_{eff}(\mathbf{P}, \mathbf{R}, t) \\ \frac{d}{dt} \mathbf{R} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{P}} H_{eff}(\mathbf{P}, \mathbf{R}, t), \quad (13)$$

для координаты и импульса ЦМ. С момента включения лазерного импульса ($t = 0$) и до его окончания при $t = T_{out}$ классические уравнения (13) связаны с уравнением Шредингера (12) оператором $V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t)$ в гамильтониане уравнения (12) (который зависит от $\mathbf{R}(t)$ параметрически). А эффективный гамильтониан

$$H_{eff}(\mathbf{P}, \mathbf{R}, t) = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \langle \psi(\mathbf{r}, t) | V_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t) | \psi(\mathbf{r}, t) \rangle \quad (14)$$

в классических уравнениях (13) в каждый момент времени t определяется усреднением по пространственному распределению электрона, задаваемому волновой функцией $\psi(\mathbf{r}, t)$ из уравнения Шредингера (12).

Для интегрирования уравнений (12), (13) необходимо задать начальные условия при $t = 0$. Мы рассмотрели динамику атома водорода при взаимодействии с лазерным импульсом (3). В начальный момент времени ($t = 0$) неподвижный атом находился в начале координат в основном состоянии $\phi_{100}(\mathbf{r})$:

$$\psi(\mathbf{r}, t = 0) = \phi_{100}(\mathbf{r}), \quad (15)$$

$$\mathbf{R}(t = 0) = \mathbf{R}_0 = 0, \quad \mathbf{P}(t = 0) = \mathbf{P}_0 = 0. \quad (16)$$

В результате интегрирования гибридной квантово-квазиклассической системы уравнений (12), (13) вычисляется волновой пакет электрона

$\psi(\mathbf{r}, t)$, траектория движения ЦМ атома $\mathbf{R}(t)$ и его импульс $\mathbf{P}(t)$ на временном интервале $0 \leq t \leq T_{max}$. Предел интегрирования T_{max} может превышать время действия импульса T_{out} . Этот подход также позволяет вычислять и другие параметры, характеризующие динамику атома под действием электромагнитного импульса (3): вероятности возбуждения и ионизации атома [12], его ускорение и, как будет продемонстрировано ниже, проекции орбитальных моментов атома и электрона на направление распространения лазерного импульса (вдоль оси z), которые идентифицируют закручивание атома и выбиваемого из атома электрона.

Здесь мы решаем задачу (12)–(16) в области интенсивностей лазерного излучения

$$0.25 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2 \leq I \leq 3.6 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2,$$

что отвечает области $0.0267 \leq E_0 \leq 0.32$ напряженностей его электрического поля в единицах задачи (в ат. ед.). Таким образом, в рассматриваемой области интенсивностей потенциал взаимодействия атома с электромагнитным импульсом $W(\mathbf{r}, \mathbf{R}, t)$ (6) содержит параметр малости $E_0/\sqrt{2} \leq 0.23$ ат. ед. по сравнению с кулоновским взаимодействием в атоме. Однако вычислительная схема, применяемая для численного интегрирования системы уравнений (12), (13) с граничными условиями (15), (16), является непертурбативной, т. е. в ней не используется какое-либо разложение по параметру малости, а точность вычисляемых величин контролируется их сходимостью к искомому значению на последовательности сгущающихся разностных сеток $\{r_j, \theta_{j\theta}, \phi_{j\phi}, t_n\}$ по переменным $\mathbf{r} = \{r, \theta, \phi\}$ и t . Наиболее трудоемкой и технически сложной частью вычислительной схемы является интегрирование трехмерного нестационарного уравнения Шредингера (12), для чего разработан метод разложения по двумерному базису DVR (discrete-variable representation) по угловым переменным θ и ϕ (см. работу [12] и список литературы в ней). В работе [12] демонстрируется сходимость схемы на последовательности сгущающихся разностных сеток, которая замедляется при увеличении интенсивности поля, что требует увеличения числа узлов разностной сетки, а не учета более высоких порядков по полю в отличие от пертурбативных методов. В настоящей работе использована разностная сетка (см. [12]), обеспечивающая точность порядка нескольких процентов при вычислении вероятностей возбуждения и ионизации атома для интенсивностей $I \simeq 3.6 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$, которая повышается при уменьшении интенсивности поля.

Недипольные поправки (8) и (9) к потенциалу взаимодействия (7), полученные в первом порядке по $1/c = 1/137$ и $\omega/c \leq 1/137$, дают вклад в возбуждение и ионизацию лазерным импульсом атома водорода при $\omega \leq 1$ ат. ед. менее одной сотой процента (см. табл. 2 в нашей работе [9]). Поправка (9) приводит к неразделению переменных $\mathbf{r}$ и $\mathbf{R}$ в гамильтониане (10) и, как следствие, к ускорению/замедлению атома как целого [1, 9, 10].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В нашей работе [1] закрученность атома водорода, приобретаемая в результате однофотонного резонансного поглощения фотонов (1) со спиральностью $+1$ при взаимодействии с циркулярно поляризованным лазерным импульсом (3), определялась по величине заселенностей $P_m(\omega, I)$ состояний атома с проекцией $m\hbar$ его орбитального момента $\hat{l}_z$ на направление распространения импульса после его окончания при $t = T_{max} \geq T_{out}$:

$$P_m(\omega, I) = \sum_{n=l+1}^{n_{max}} \sum_{l=|m|}^{n_{max}-1} |\langle \psi(T_{max}, \omega, I) | \phi_{nlm} \rangle|^2 = \\ = \sum_{n=l+1}^{n_{max}} \sum_{l=|m|}^{n_{max}-1} \left| \int \psi^*(\mathbf{r}, T_{max}, \omega, I) \phi_{nlm}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2,$$

где $\psi(\mathbf{r}, T_{max}, \omega, I)$ — волновой пакет атома водорода, вычисленный при интегрировании гибридной системы уравнений (12), (13) в момент $t = T_{max}$, а $\phi_{nlm}(\mathbf{r})$ — волновые функции невозмущенных состояний $|nlm\rangle$ дискретного спектра атома водорода с осью квантования, совпадающей с направлением распространения лазерного импульса (направлением z). Было показано, что для частоты $\omega = 0.48$ ат. ед., отвечающей условию резонанса для однофотонного перехода $n = 1 \rightarrow n' = 4, 5$ (1), атом закручивается в состояние с проекцией его орбитального момента $+\hbar$ на направление распространения лазерного импульса (см. рис. 1 а). При увеличении интенсивности лазера I от $0.25 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ закрученность атома растет и при 10^{14} Вт/см^2 заселенность закрученного состояния $P_{m=+1}$ начинает превышать доминирующую при малых интенсивностях заселенность $P_{m=0}$ незакрученного состояния. При дальнейшем увеличении интенсивности состояние $m = +1$ становится доминирующим. Заселенности P_m всех остальных состояний подавляются на порядки величины (включая состояние с нулевой проекцией орбитального момента $m = 0$). В рабо-

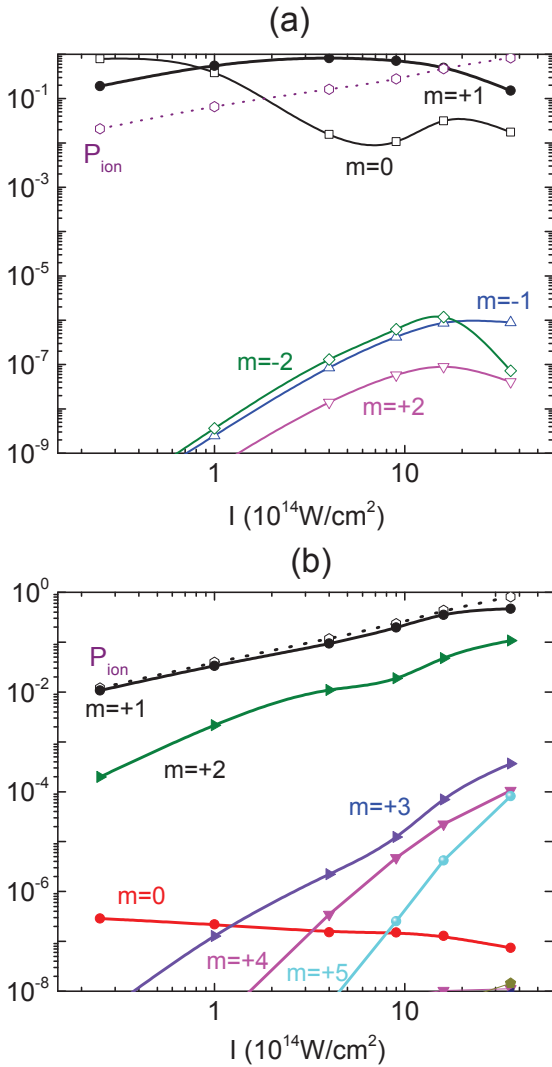


Рис. 1. Рассчитанные заселенности $P_m(\omega, I)$ состояний атома водорода с проекцией $m\hbar$ его орбитального момента на ось z после взаимодействия с лазерным импульсом (а) и вероятности закручивания $P_m^{(el)}(\omega, I)$ электронного облака в состояния с проекцией $m\hbar$ орбитального момента электрона, выбиваемого лазерным импульсом из атома, на направление распространения лазерного импульса (б). Расчет выполнен для лазерного импульса с частотой $\omega = 0.48$ ат.ед. и длительностью $T_{out} = 100\pi$ ат.ед. $\simeq 7.6$ фс на временном интервале $0 \leq t \leq T_{max} = 104\pi$ ат.ед. $\simeq 7.9$ фс. Для сравнения также приведены рассчитанные вероятности ионизации атома $P_{ion}(\omega, I)$

те [1] было показано, что при делении частоты лазера пополам, т.е. при выполнении условия для двухфотонного резонансного перехода $n = 1 \rightarrow n' = 4, 5$ при $m = 2$ в (1), атом водорода закручивается в состояние с проекцией его орбитального момента $+2\hbar$ на направление распространения лазерного импуль-

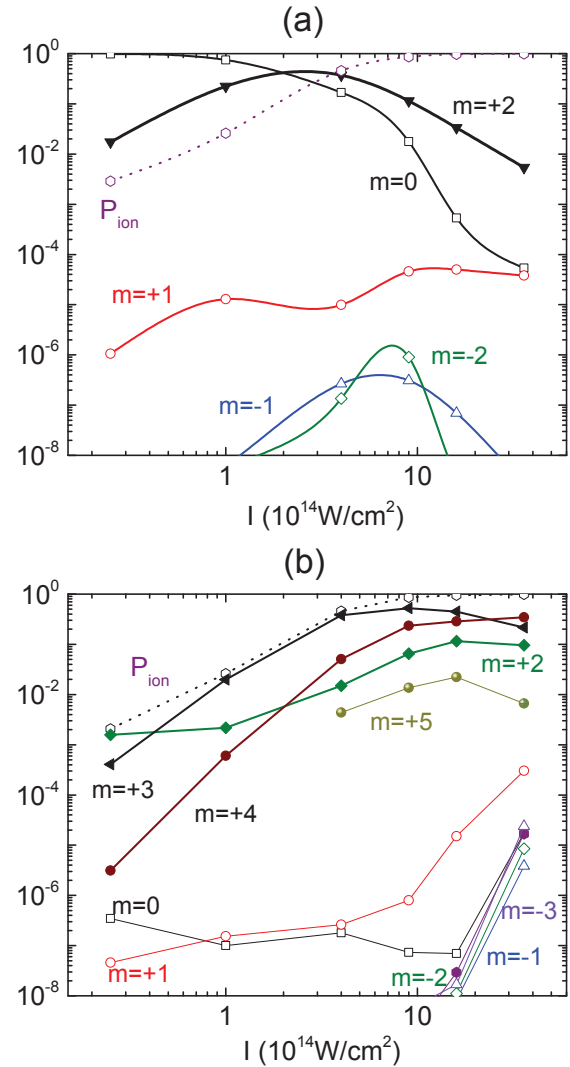


Рис. 2. Рассчитанные заселенности $P_m(\omega, I)$ состояний атома водорода с проекцией $m\hbar$ орбитального момента на ось z после взаимодействия с лазерным импульсом (а) и вероятности закручивания $P_m^{(el)}(\omega, I)$ электронного облака в состояния с проекцией $m\hbar$ орбитального момента электрона, выбиваемого лазерным импульсом из атома, на направление распространения лазерного импульса (б). Расчет выполнен для лазерного импульса с частотой $\omega = 0.24$ ат.ед. и длительностью $T_{out} = 100\pi$ ат.ед. $\simeq 7.6$ фс на временном интервале $0 \leq t \leq T_{max} = 104\pi$ ат.ед. $\simeq 7.9$ фс. Для сравнения также приведены рассчитанные вероятности ионизации атома $P_{ion}(\omega, I)$

са (см. рис. 2 а). При $I \geq 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² заселенность $P_{m=+2}$ становится доминирующей.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1 а и 2 а, показывают, что процессы резонансного m -фотонного закручивания атома с ростом интенсивности лазера I начинают конкурировать

с процессом ионизации (2), который становится доминирующим при превышении I некоторого критического значения I_{cr} , уменьшающегося при переходе от однофотонного резонансного процесса ($m = 1$) к двухфотонному ($m = 2$). Вероятность ионизации рассчитывалась по формуле

$$P_{\text{ion}}(\omega, I) = 1 - P_{\text{ex}}(\omega, I),$$

где полная вероятность возбуждения атома лазерным импульсом вычислялась по методу, предложенному в работе [12]:

$$P_{\text{ex}}(\omega, I) = \sum_{n=1}^{10} P_n(\omega, I) + \sum_{n=11}^{\infty} P_n(\omega, I). \quad (17)$$

Здесь заселенности $P_n(\omega, I)$ состояний $1 \leq n \leq 10$ атома в конце лазерного импульса вычислялись по формуле

$$P_n(\omega, I) = \sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^l |\langle \psi(\omega, I) | \phi_{nlm} \rangle|^2 = \sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^l \left| \int \psi^*(\mathbf{r}, T_{\text{max}}, \omega, I) \phi_{nlm}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \quad (18)$$

с помощью стандартной процедуры проецирования в конце импульса ($t = T_{\text{max}} > T_{\text{out}}$) рассчитанного волнового пакета электрона $\psi(\mathbf{r}, T_{\text{max}}, \omega, I)$ на состояние $\phi_{nlm}(\mathbf{r})$ невозмущенного атома. Для учета заселенностей $P_n(\omega, I)$ состояний от $n = 11$ и выше в бесконечной сумме $\sum_{n=11}^{\infty} P_n(\omega, I)$ использовалась процедура «интерполяции», предложенная в нашей работе [12].

Поскольку в обоих рассмотренных случаях $\omega = 0.48$ ат.ед. (рис. 1 а) и $\omega = 0.48/2 = 0.24$ ат.ед. (рис. 2 а) канал ионизации атома (2) существен, представляет интерес исследование степени закрученности выбиваемого лазерным импульсом электрона в этом канале. Эффект закручиваемости электрона при его выбивании лазерным импульсом из атома (2), как и закрученность атома, оценивался по заселенности $P_m^{(el)}(\omega, I)$ состояний электрона с проекцией его орбитального момента на направление распространения лазерного импульса по формуле

$$P_m^{(el)}(\omega, I) = \int_0^{\infty} \sum_{l=|m|}^{l_{\text{max}}-1} |\langle \psi(T_{\text{max}}, \omega, I) | \phi_{klm} \rangle|^2 dk = \int_0^{\infty} \sum_{l=|m|}^{l_{\text{max}}-1} \left| \int \psi^*(\mathbf{r}, T_{\text{max}}, \omega, I) \phi_{klm}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 dk, \quad (19)$$

где

$$\phi_{klm}(\mathbf{r}) = \sqrt{2/(\pi k)} F_l(\eta, kr) Y_{lm}(\Omega_r)/r$$

— нормированная невозмущенная волновая функция состояния $|\phi_{klm}\rangle$ непрерывного спектра атома водорода, в которой ось квантования совпадает с направлением распространения лазерного импульса (направлением z), $F_l(\eta, kr)$ — регулярная при $kr \rightarrow 0$ кулоновская функция, $k = \sqrt{2E}$ и $\eta = -1/k$.

Результаты расчета заселенностей $P_m^{(el)}(\omega, I)$ представлены для двух частот $\omega = 0.48$ ат.ед. и 0.24 ат.ед. на рис. 1 б и 2 б соответственно. Расчет показывает, что в случае однофотонного резонансного механизма (рис. 1 б, $m = 1$) выбиваемый из атома электрон закручивается в состояние с проекцией орбитального момента $+\hbar$ на направление распространения лазерного импульса во всей рассмотренной области интенсивностей лазерного излучения:

$$0.25 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2 \leq I \leq 3.6 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2.$$

В случае двухфотонного резонансного механизма (рис. 1 б, $m = 2$) картина усложняется. При малых интенсивностях лазерного излучения ($I \sim 0.25 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$) доминирующим механизмом является резонансное закручивание атома в состояние с проекцией $+2\hbar$ его орбитального момента на направление распространения лазерного импульса. Однако с ростом интенсивности доминирующим переходом при $I > 0.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ становится закручивание электрона в состояние с проекцией $+3\hbar$ его орбитального момента. И, наконец, при интенсивностях лазерного излучения $I \sim 3.6 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ доминирующим становится переход в закрученное состояние электрона с его проекцией $+4\hbar$ на направление распространения лазерного импульса.

Таким образом, выполненные расчеты показывают, что при m -фотонном резонансном взаимодействии атома с циркулярно поляризованными лазерными импульсами возможно выбивание закрученных электронов из атома с проекцией орбитального момента на направление распространения импульса $l_z^{(el)} \geq m\hbar$, если интенсивность излучения превышает критического значения I_{cr} , при котором вероятность ионизации атома (2) сравнивается с вероятностью резонансного поглощения m -фотонов (1).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована возможность получения закрученных электронов в рамках m -фотонного ре-

зонансного механизма с передачей спиральности фотонов выбиваемому циркулярно поляризованным лазерным импульсом из атома электрону. Показано, что при превышении интенсивностью лазерного излучения критического значения, при котором вероятность ионизации атома (2) сравнивается с вероятностью резонансного поглощения фотонов (1), процесс m -фотонного резонансного закручивания фотоэлектронов циркулярно поляризованным лазерным импульсом становится доминирующим и может быть использован как альтернативный способ получения закрученных электронов по сравнению с существующими методиками.

Исследование проведено для атома водорода, взаимодействующего с циркулярно поляризованным лазерным полем в рамках гибридного квантово-квазиклассического подхода, в котором нестационарное уравнение Шредингера для электрона интегрируется одновременно с классическими уравнениями Гамильтона для центра масс атома. Представляет интерес рассмотрение в рамках данного подхода взаимодействия с лазерным излучением более сложных атомов с более богатой структурой уровней в приближении «одного активного электрона».

В работе исследованы одно- и двухфотонные резонансные механизмы закручивания фотоэлектронов лазерным импульсом. Также представляет интерес дальнейшее исследование возможности использования многофотонных резонансных процессов типа (1) и (2) для получения закрученных фотоэлектронов. Отметим также возможность включения в разработанную вычислительную схему спина электрона.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. S. Melezhik and S. Shadmehri, J. Chem. Phys. **162**, 174304 (2025).
2. M. Ucida and A. Tonomura, Nature **464**, 737 (2010).
3. A. Luski, Y. Segev, R. David, O. Bitton, N. Nadler, A. R. Barnea, A. Gorlach, O. Cheshnovsky, I. Kaminer, and E. Naravicius, Science **373**, 1105 (2012).
4. I. Pavlov, A. Chaikovskaia, and D. Karlovets, arXiv:2604.03607.
5. B. A. Knyazev and V. G. Serbo, Phys. Usp. **61**, 449 (2018) [Б. А. Князев, В. Г. Сербо, УФН **188**, 508 (2018)].
6. K. Y. Bliokh, I. P. Ivanov, G. Guzzinati, L. Clark, R. Van Boxem, A. Beche, R. Juchtmans, M. A. Alonso, P. Schattschneider, F. Nori, and J. Verbeeck, Phys. Rep. **690**, 1 (2017).
7. C. W. Clarck, Nature **525**, 504 (2015).
8. I. I. Pavlov, A. D. Chaikovskaia, and D. V. Karlovets, Phys. Rev. A **109**, L031101 (2024).
9. V. S. Melezhik and S. Shadmehri, Photonics **10**, 1290 (2023).
10. V. S. Melezhik and S. Shadmehri, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **168**, 5 (2025) [В. С. Мележик, С. Шадмехри, ЖЭТФ **168**, 5 (2025)].
11. V. S. Melezhik, J. Phys. A **56**, 154003 (2023).
12. S. Shadmehri and V. S. Melezhik, Laser Phys. **33**, 026001 (2023).

Twisting of Atoms and Electrons by Circularly Polarized Laser Pulses

V. S. Melezhik*

Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics of the Joint Institute for Nuclear Research
141980, Dubna, Moscow region, Russia

Dubna State University
141982, Dubna, Moscow region, Russia

*E-mail: melezhik@theor.jinr.ru

Received June 1, 2026

Revised July 17, 2026

Accepted July 17, 2026

Abstract

In our work [V. S. Melezhik and S. Shadmehri, J. Chem. Phys. **162**, 174304 (2025)] the m -photon resonance mechanism is proposed and investigated for twisting of neutral atoms by circularly polarized laser pulses with the transfer of helicity of the absorbed m photons to the atom. In this paper, we investigate the possibility of using this mechanism for production of twisted electrons. It is shown that the proposed alternative method for production of twisted atoms and electrons using the considered mechanism can open up new possibilities compared to traditional methods using fork diffraction gratings. The calculations are performed within the framework of the quantum-quasiclassical approach applied to a hydrogen atom in a laser field. In this approach, the dynamics of the electron is described by the time-dependent Schrödinger equation, which is integrated simultaneously with the classical Hamilton equations for the center-of-mass of the atom.

Keywords: hydrogen atom, laser field, laser intensity, non-dipole corrections, Schrödinger equation, quantum-quasiclassical approach, orbital angular momentum, excitation and ionization of atom, twisted electrons

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interests. The author declares that he has no conflict of interests.