

УДК 530.145

ЛАЗЕРНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ДЛЯ ДИФРАКЦИИ КАПИЦЫ–ДИРАКА В АТОМНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Г.А. МУРАДЯН, А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 14 декабря 2017 г.)

Рассмотрена схема многоимпульсного атомного интерферометра на основе резонансной дифракции Капицы–Дирака. Сделано заключение, что плечи встречных волн, образующих стоячую волну, которая рассеивает атомы, должны иметь равные длины.

1. Введение

Когерентное расщепление атомарной волны материи стоячей волной оптического потенциала (резонансная дифракция Капицы–Дирака [1–4]) – простой и эффективный способ генерации набора равноотстоящих импульсных состояний. Поэтому метод представляется как прямой путь преодоления нехватки больших углов расщепления атомных пучков современных атомных интерферометров [5–13].

Атомные интерферометры стоячих волн можно разделить на две группы. В первой из них используется стационарная геометрия взаимодействия, когда атомный пучок из теплового источника падает перпендикулярно на стоячую волну и дифрагирует. Во второй, представляющей предмет интереса настоящей работы, лазерно-охлажденное атомарное облако находится в магнитооптической ловушке и рассеивается под воздействием двух лазерных импульсов, падающих на него с противоположных сторон (см., например, [14, 15]). Это так называемые светоимпульсные атомные интерферометры, в которых один из встречных импульсов приходит непосредственно из лазерного источника, а другой – после отражения от зеркала. Некоторые части бегущих волн не перекрываются в месте нахождения атомного образца, и стоячая волна не является единственной конструкцией, действующей на атомный образец. Ей предшествуют и следуют этапы бегущих волн, которые традиционно оставались вне рамок интерферометрических расчетов [16–18]. Это связано с тем, что атом как бы не дифрагирует на потенциале бегущей волны. Однако с последним утверждением следует быть

осторожным: интерференция между амплитудами населенностей основного и возбужденного уровней атома в поле бегущей волны, предшествующей [19] или последующей [20] стоячей волне, равноправно с процессом дифракции участвует в формировании конечного импульсного распределения на каждом из энергетических уровней. Поэтому полный расчет атомного интерферометра со многими импульсными состояниями следует провести с учетом всех этапов взаимодействия.

Целью настоящей работы является построение упрощенной теории атомного интерферометра со многими импульсными состояниями, учитывая при этом все этапы взаимодействия с лазерным полем встречных волн. Расчеты ограничены приближением Рамана–Ната, когда оператор кинетической энергии в гамильтониане системы пренебрегается по сравнению с потенциальной энергией взаимодействия. Это – приемлемое приближение для рассматриваемой системы, поскольку генерация многих импульсов предполагает интенсивные встречные волны и соответственно относительно большие потенциальные энергии, а кинетическая энергия лазерно-охлажденного атомарного образца предельно мала, по крайней мере до взаимодействия со стоячей волной. В результате получается вид эволюции атомного состояния и на ее основе обсуждается вопрос о важности этапов бегущих волн в формировании импульсного распределения интерферометра.

2. Двухуровневый атом в поле встречных лазерных импульсов

Рассмотрим двухуровневый атом с массой M , разностью энергий между уровнями $\hbar \omega_0$ и матричным элементом дипольного перехода d , который взаимодействует с полем встречных оптических импульсов $E_1(t - z/c)$ и $E_2(t + z/c)$, т. е.

$$E(z, t) = E_1\left(t - \frac{z}{c}\right) \exp(ikz - i\omega t) + E_2\left(t + \frac{z}{c}\right) \exp(-ikz - i\omega t) + \text{c. c.} \quad (1)$$

Началом координат ($z = 0$) названа точка, в которой встречаются передние фронты оптических импульсов, идущих с противоположных сторон на атомный образец (одномерная модель), ω – несущая частота волны и $k = \omega/c$. Движение атома в плоскости (x, y) свободное и не будет рассмотрено. Мы дополнительно предполагаем определенное начальное значение импульса атома p_0 и допускаем приближение Рамана–Ната, пренебрегающее перемещением атома вдоль стоячей волны за время взаимодействия. Тогда состояние атома описывается следующим уравнением Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r; z, t) = \left(\hat{H}_0(r) - \hat{d} E(z, t) \right) \psi(r; z, t), \quad (2)$$

где \mathbf{r} – координатный вектор внутреннего движения атома и \hat{H}_0 – гамильтониан свободного атома.

Как обычно, функция состояния атома проецируется на базис основного и возбужденного внутренних состояний атома $\psi_g(\mathbf{r})$ и $\psi_e(\mathbf{r})$, т. е. собственных решений уравнения $H_0(r)\psi_{g,e}(r) = \varepsilon_{g,e}\psi_{g,e}(r)$:

$$\Psi(r; z, t) = g(z, t)\psi_g(r)\exp(-i\varepsilon_g t) + e(z, t)\psi_e(r)\exp(-i\varepsilon_e t - i\Delta t), \quad (3)$$

где $\varepsilon_e - \varepsilon_g = \hbar\omega_0$ и $\Delta = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса. Коэффициент-функции $g(z, t)$ и $e(z, t)$ служат волновыми функциями атомного поступательного движения в основном и возбужденном внутренних состояниях, соответственно.

Подставляя выражение (1) в уравнение (2) и проецируя на внутренние состояния, приходим к привычному виду пары связанных уравнений для волновых функций поступательного движения $g(z, t)$ и $e(z, t)$:

$$i\frac{d}{d\tau}g(\eta, \tau) = -(\zeta_1^*(\tau - \delta\eta)\exp(-i\eta) + \zeta_2^*(\tau + \delta\eta)\exp(i\eta))e(\eta, \tau), \quad (4)$$

$$\left(i\frac{d}{d\tau} + \text{sign}\Delta\right)e(\eta, \tau) = -(\zeta_1(\tau - \delta\eta)\exp(i\eta) + \zeta_2(\tau + \delta\eta)\exp(-i\eta))g(\eta, \tau). \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) записаны в безразмерных величинах, а именно: времени $\tau = |\Delta|t$, координаты $\eta = kz$, расстройки резонанса $\delta = |\Delta|/\omega$ и напряженности волн $\zeta_{1,2}(\tau \mp \delta\eta) = dE_{1,2}(t \mp z/c)/\hbar|\Delta|$.

Решения системы уравнений (4) и (5) ищем для встречных волн с прямоугольными огибающими (см. например, [21])

$$\begin{aligned} \zeta_1(\tau - \delta\eta) &= \zeta_1\theta(\tau - \delta\eta)\theta(\tau_1 - \tau + \delta\eta), \\ \zeta_2(\tau + \delta\eta) &= \zeta_2\theta(\tau + \delta\eta)\theta(\tau_2 - \tau - \delta\eta), \end{aligned} \quad (6)$$

и для общего ненулевого заселения обеих энергетических уровней. Здесь θ – единичная функция Хевисайда, τ_1 и τ_2 – длительности соответствующих оптических импульсов.

На плоскости (η, τ) двум противоположно бегущим волнам (6) соответствуют две пересекающиеся полосы, которые делят плоскость на три области разного рода, как схематично представлено на рис.1. Первая из них, вне полосок, состоит из четырех частей и принадлежит свободному движению атома. Полоски без центрального ромба пересечения представляют область взаимодействия атома с индивидуальными бегущими волнами. Центральный ромб пересечения полосок бегущих волн соответствует образованию стоячей волны. Заметим, что область простирающаяся пространственной волновой функции рассеиваемого «холодного» атома конечна и в стандартных лабораторных условиях составляет

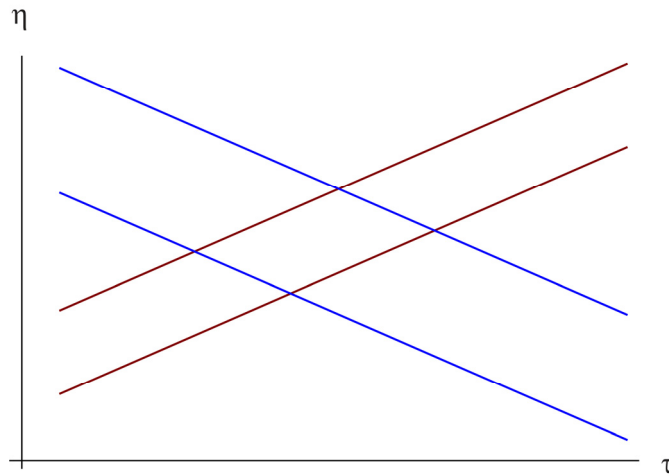


Рис.1. Геометрическое представление двух противоположно распространяющихся оптических импульсов прямоугольной формы на плоскости время–координата. Этапу дифрагирующей стоячей волны соответствует центральный ромб пересечения полосок бегущих волн. Местоположение атомной волновой функции на рисунке не конкретизировано.

доли миллиметра, т. е. несколько сот периодов модуляции стоячей волны.

Для проведения аналитических расчетов удобным оказалось деление плоскости рисунка параллельными к временной оси линиями, проходящими через четыре вершины ромба. Тогда плоскость делится на пять областей. Каждая из них (бесконечной длины вдоль оси абсцисс) в свою очередь состоит из пяти частей, нижняя и верхняя из которых, например, не содержат какой-либо части ромба (этап стоячей волны).

С целью представления скорее качественного аспекта проблемы, чем количественного, мы рассмотрим случай, когда протяженность атомарного образца превосходит длину стоячей волны. Тогда система уравнений (4) и (5) в каждой из полученных двадцати пяти областей имеет определенные постоянные коэффициенты и легко решается в элементарных функциях. Решения сшиваются на граничных точках в последовательности временного развития. В результате получается пространственно-временной вид волновых функций $g(\eta, \tau)$ и $e(\eta, \tau)$ атома после всех этапов взаимодействия, явный вид которых громоздкий и не будет здесь представлен. Следует заметить, что решения, строго говоря, не есть периодические функции пространственной координаты $\eta^{1/2}$ для любого момента времени τ . Рис.2 представляет это распределение вокруг центральной точки сто-

ячей волны на длине двух ее периодов. Параметры взаимодействия взяты из работы [14]. До взаимодействия атом находился на нижнем энергетическом уровне, а для разности пройденных путей встречных волн выбрано характерное значение $z = 5$ см. При этом напряженности встречных волн умеренные (по сравнению с внутриатомными полями).

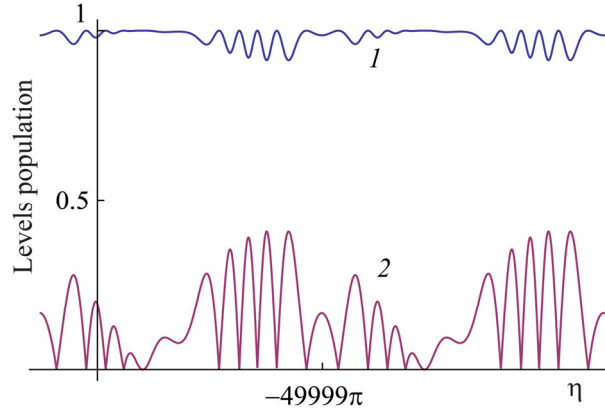


Рис.2. Модуль волновой функции поступательного движения атома на основном (1) и возбужденном (2) энергетических уровнях для спектральной линии 589 нм атома натрия с $d = 0.9 \times 10^{-17}$ CGSE при $\Delta = 2\pi \cdot 600$ МГц и $I = 1$ Вт/см², $t_{\text{pulse}} = 100$ нс [14].

Отсутствие строгой пространственной периодичности, согласно общим выводам Фурье-анализа, означает наличие некоторых ширин у генерированных импульсных состояний. Это прямое следствие пространственного ограничения области взаимодействия.

3. Импульсное распределение атома после рассеяния в поле встречных волн

Перейдем к расчету амплитуд импульсного распределения, образованного взаимодействием атома с полем встречных волн. Рассмотрим случай нулевой температуры атомарного газа $T = 0$, когда квантомеханическое среднее скорости каждого атома равно нулю. Тогда импульсное распределение может быть определено из формул Фурье-преобразования

$$a(p, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a(\eta, \tau) e^{-ip\eta} d\eta, \quad b(p, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} b(\eta, \tau) e^{-ip\eta} d\eta, \quad (7)$$

записанных для основного и возбужденного состояний, соответственно. Результаты численных расчетов представлены на рис.3. Параметры взяты, как и для рис.2, из работы [14]. Характерной особенностью полученного спектра

состояний является его асимметрия. При этом использованное для этапа стоячей волны приближение Рамана–Ната, которое симметрично генерирует импульсные состояния, остается приемлемым: пространственное перемещение наиболее ускоренных атомов составляет не более пятой части периода дифрагирующей стоячей волны. Поэтому заключение однозначное: асимметрия рис.3 является следствием интерференции амплитуд населенностей основного и возбужденного состояний атома при наличии этапов бегущих световых волн. Кроме того, выбранная длина атомарного облака составляет 60 мкм.

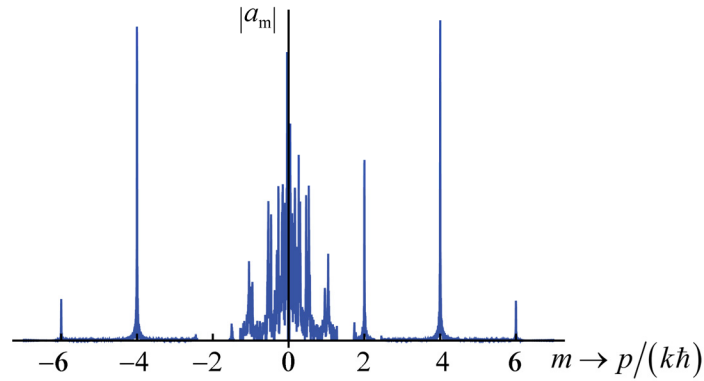


Рис.3. Импульсное распределение атома в основном состоянии в случае асимметричного помещения атомарного облака относительно противоположно распространяющихся оптических импульсов. Длина атомарного облака 60 мкм [14]. Другие параметры указаны на рис.2.

На наш взгляд интерферометр с заметной асимметрией и чувствительностью к параметрам системы теряет практическую привлекательность. Отсюда и вывод: многоимпульсные интерферометры на резонансном эффекте Капицы–Дирака следует конструировать со строго симметричным расположением плеч встречных волн, которые образуют стоячую волну и дифрагируют атом.

Следует также добавить, что при увеличении задержки одной бегущей волны относительно другой, симметричность импульсного распределения периодически повторяется. Для параметров, приведенных на рис.2 и 3, это время составляет примерно 0.15 нс (соответствующая разность плеч 4.5 см).

4. Заключение

Определенный класс светоимпульсных атомных интерферометров действует на базе лазерно-охлажденных атомных облаков, освещаемых интенсивными оптическими импульсами с двух противоположных сторон. Встречные

волны, как правило, проходят разные пути и достигают атомного облака не одновременно. В режиме равных длительностей встречных волн такая геометрия приводит к трем этапам взаимодействия: раноприходящей бегущей волны, стоячей волны и хвостовой бегущей волны обратного направления.

Этапы бегущих волн ранее не были включены в расчетные схемы интерферометров. Однако такой подход приемлем только при малых интенсивностях встречных волн, когда населенности энергетических уровней атома в ходе взаимодействия заметно не меняются. При умеренных и больших интенсивностях, то есть при функционировании интерферометров со многими импульсными состояниями, пренебрежение этапами бегущих волн, строго говоря, неправомерно. Картина дифракции может стать заметно асимметричной и потерять интерферометрический интерес. Выводы подтверждены количественными расчетами, проведенными для параметров оптической системы из работы [14]. Нами сделано однозначное заключение, что светоимпульсные атомные интерферометры со многими импульсными состояниями следует конструировать с обязательно равными плечами противоположно распространяющихся оптических импульсов.

Отметим, что экспериментально зарегистрированное в работе [14] распределение менее протяженное и асимметричное, чем нами полученное. Основной причиной этого является прямоугольная форма оптических импульсов, использованных в наших модельных вычислениях. Действительно, гладкое включение поля смещает характер взаимодействия в сторону адиабатического, снижая тем самым эффективность дифракции, заселения возбужденного состояния и интерференции между ними. Прямоугольная форма оптических импульсов в нашей модели может быть приемлемой в рассмотренных условиях взаимодействия, если фронтальная часть импульса ≤ 0.1 нс [13].

Аналитические формулы для амплитуды рассеяния показывают, что рассеяние может быть асимметричным и в случае симметрично распространяющихся, но неодинаково интенсивных встречных волн. Рассмотренный комплексный механизм взаимодействия лазерных встречных волн с резонансным атомом может быть причиной ярко выраженной асимметрии дифракционных картин, наблюдаемых в работе [22], в которой не приводятся определенные объяснения этого явления.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений, а также гранта UCER-02/07 NFSAT/CRDF.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Ж. Мурадян.** Известия АН Арм. ССР, Физика, **10**, 361 (1975).
2. **R.J. Cook, A.F. Bernhardt.** Phys. Rev. A, **18**, 2533 (1978).
3. **A.F. Bernhardt, B.W. Shore.** Phys. Rev. A, **23**, 1290 (1981).

4. **P.J. Martin, P.L. Gould, B.G. Oldaker, A.H. Miklich, D.E. Pritchard.** Phys. Rev. A, **36**, 2495 (1987).
5. Atom Interferometry. P.R. Berman (Ed.), New York, Academic Press, 1997.
6. **A.D. Cronin, J. Schmiedmayer, D.E. Pritchard.** Rev. Mod. Phys., **81**, 1051 (2009).
7. **S.W. Chiow, T. Kovachy, H.C. Chien, M.A. Kasevich.** Phys. Rev. Lett., **107**, 130403 (2011).
8. **M. Weitz, T. Heupel, T.W. Hansch.** Phys. Rev. Lett., **77**, 2356 (1996).
9. **A.Zh. Muradyan, G.A. Muradyan, P.R. Berman.** Phys. Rev. A, **70**, 0656011 (2004).
10. **M. Edwards, B. Benton, J. Heward, Ch.W. Clark.** Phys. Rev. A, **82**, 063613 (2010).
11. **J. Chwedenczuk, F. Piazza, A. Smerzi.** Phys. Rev. A, **87**, 033607 (2013).
12. **M.G. Tarallo, N. Poli, F.Y. Wang, G.M. Tino.** Eur. Phys. J. Spec. Top., **217**, 207 (2013).
13. **G.A. Muradyan, A.Zh. Muradyan.** Phys. Scr., **90**, 115401 (2015).
14. **L. Deng, E.W. Hagley, J. Denschlag, J.E. Simsarian, M. Edwards, Ch.W. Clark, K. Helmerson, S.L. Rolston, W.D. Phillips.** Phys. Rev. Lett., **83**, 5407 (1999).
15. **W. Li, T. He, A. Smerzi.** Phys. Rev. Lett., **113**, 023003 (2014).
16. **W.S.B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P.R. Berman, B. Dubetsky.** Phys. Rev. Lett., **79**, 784 (1997).
17. **X. Yue, Y. Zhai, Zh. Wang, H. Xiong, X. Chen, X. Zhou.** Phys. Rev. A, **88**, 013603 (2013).
18. **W. Xiong, X. Zhou, X. Yue, Y. Zhai, X. Chen.** New J. Phys., **15**, 063025 (2013).
19. **В.И. Романенко, Л.П. Яценко.** Письма в ЖЭТФ, **63**, 920 (1996).
20. **A.Zh. Muradyan, H.L. Haroutyunyan.** Phys. Rev. A, **62**, 013401 (2000).
21. **B. Barrett, A. Carew, S. Beattie, A. Kumarakrishnan.** Phys. Rev. A, **87**, 033626 (2013).
22. **K. Li, L. Deng, E.W. Hagley, M. G. Payne, M. S. Zhan.** Phys. Rev. Lett., **101**, 250401 (2008).

ԼԱՋԵՐԱՑԻՆ ՎԱԶՈՂ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ԿԱՊԻՑԱ-ԴԻՐԱԿԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՀԱՄԱՐ
ԱՏՈՄԱԿԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐՈՒՄ

Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ա.Ճ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Կապիցա-Դիրակի ռեզոնանսային դիֆրակցիայի հենքով բազմաիմպուլս ատոմական ինտերֆերոմետրի խնդրի մանրամասն ուսումնասիրության արդյունքում եզրահանգված է, որ ատոմները ցրող կանգուն ալիքը ձևավորող հանդիպակաց ալիքների բազուկները պետք է լինեն հավասար:

LASER RUNNING WAVES FOR THE KAPITZA-DIRAC DIFFRACTION
IN THE ATOM INTERFEROMETER

G.A. MURADYAN, A.Zh. MURADYAN

The scheme of multi-momentum atom interferometer based on the resonant Kapitza-Dirac diffraction is considered. It is made inference that the arms of counter propagating waves, forming the standing wave which scatters atoms, should be equal.