

ОБ АСИММЕТРИИ В РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЙАНИИ КАПИЦЫ–ДИРАКА

А.Ж. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 3 июня 2026 г.)

В некоторых экспериментах рассеяние атомов стоячей волной лазерных импульсов выявило асимметричное угловое распределение. Последующий теоретический анализ показал, что предварительное возбуждение атома вызывает асимметрию в его рассеянии стоячей волной, что, по мнению авторов, и является причиной экспериментально наблюдаемой асимметрии. В настоящей работе показано, что асимметрия для отдельного атома антисимметрична относительно фазы его начального состояния. Следовательно, усреднение, происходящее в экспериментах по детектированию множества атомов, полностью подавляет возможную асимметрию в картине рассеяния. На наш взгляд, вопрос об асимметрии остается открытым.

1. Введение

Трансляционное движение атома в периодическом потенциале расщепляется на семейство с равноудаленными значениями импульса (рассеяние Капицы–Дирака) [1–4] и составляет основу атомной оптики [5, 6] и, в частности, атомной интеррефрактометрии [7–9]. Потенциал рассеяния атома формируется оптическим полем стоячей волны, частота которой близка к частоте оптического перехода атома из основного состояния в некоторое возбужденное состояние. Образование дискретного, как правило, симметричного спектра атомных импульсов можно понимать как результат когерентного переизлучения фотонов между встречно распространяющимися волнами, образующими стоячую волну.

С точки зрения практического применения важно помнить, что спектр рассеяния не всегда может быть симметричным, что негативно скажется на чувствительности схемы к внешним источникам шума. Возможность асимметрии при рассеянии атомного пучка в поле стоячей волны, по-видимому, впервые была рассмотрена в [10]. Авторы ограничились случаем, когда атом в начале взаимодействия имеет одинаковый импульс как в основном, так и в возбужденном состояниях, и падает неортогонально к линии стоячей волны. Численные расчеты показали, что рассеяние становится асимметричным относительно направления падения только вне режима коротких времен взаимодействия (вне приближения Рамана–Ната [11, 12]), и что существуют оптимальные значения угла ориентации и времени взаимодействия для наибольшего уширения и отклонения дифракционного спектра.

Вскоре возможность асимметричной формы спектра рассеяния Капицы–Дирака была установлена экспериментально в работе [13]. Здесь асимметрия сначала монотонно нарастает по мере отклонения направления падения от перпендикуляра, достигает некоторого максимума, а затем медленно убывает, качественно согласуясь с выводами работы [10]. Позже асимметрия была зафиксирована также в поле встречно распространяющихся коротких лазерных импульсов [14, 15], но, как ни странно, с использованием геометрии ортогонального падения атомного пучка на оптическую ось стоячей волны. Существующие теории для этого случая приводили к симметричной картине рассеяния, и поэтому физическая природа зафиксированной асимметрии оставалась неясной.

В теоретических работах [16–18] было обращено внимание на то, что в экспериментах [14, 15] взаимодействие атомов происходит в трех этапах. На первом этапе происходит взаимодействие с бегущей волной лазерного излучения, которая, отражаясь от зеркала, через некоторое время пространственно совпадает с исходной волной, и они образуют стоячую волну: это второй этап взаимодействия. Взаимодействие завершается остаточной бегущей волной, которая, по мнению авторов, не влияет на динамику формирования дифракционного распределения атомных импульсов и, в результате, не учитывается. На первом этапе бегущая интенсивная волна переводит часть населенности из основного состояния атома в возбужденное состояние, и взаимодействие со стоячей волной начинается не из основного состояния атома, а из результирующего суперпозиционного состояния. Построенная на этих соображениях теоретическая модель привела авторов к выводу, что наблюдаемая в [14, 15] асимметрия может быть объяснена предварительным возбуждением рассеиваемого атома.

В данной работе рассматривается закономерность, согласно которой асимметрия рассеяния Капицы–Дирака в условиях работ [14, 15] зависит от относительной фазы суперпозиционного состояния атома, индуцированной предварительной бегущей волной. Выявленная антисимметричная природа этой зависимости напрямую подразумевает, что усреднение по фазе, присутствующее в схеме регистрации рассеяния в [14, 15], должно было почти полностью подавить представленную причину асимметрии. Вопрос об асимметрии, наблюдаемой в [14, 15], остается, на наш взгляд, открытым.

2. Двухуровневый атом в поле стоячей волны

Гамильтониан атома в поле стоячей волны когерентного лазерного излучения можно записать в общеизвестной форме

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{d}E(z, t), \quad (1)$$

где $\hat{H}_0$ – Гамильтониан свободного неподвижного атома, $\hat{d}$ – оператор дипольного момента оптического электрона атома,

$$E(z, t) = E(e^{ikz} + e^{-ikz})e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2)$$

где ω – частота поля, $k = \omega / c$, z и E – направление и амплитуда бегущих плоских волн, образующих стоячую волну.

Когда частота поля ω близка к частоте ω_0 оптического перехода атома, его волновая функция может быть записана в следующем двухуровневом виде:

$$\Psi(z, t) = g(z, t) |\psi_g\rangle e^{-i\left(\frac{E_g - \omega - \omega_0}{\hbar}\right)t} + e(z, t) |\psi_e\rangle e^{-i\left(\frac{E_e + \omega - \omega_0}{\hbar}\right)t}, \quad (3)$$

где E_g (E_e) и $|\psi_g\rangle$ ($|\psi_e\rangle$) – энергия и волновая функция атома на основном (возбужденном) внутреннем состоянии. Подставляя выражения (1)–(3) в уравнение Шредингера и переходя к безразмерным величинам $\tau = \delta t$, $\eta = 2kz$, $\Delta = (\omega - \omega_0) / \delta$, $\zeta = dE / \hbar \delta$, где δ – некоторая частота масштабирования (которая впоследствии принимается равной сврехтонкому расщеплению основного энергетического уровня атома натрия, 1.77 ГГц), в приближении вращающейся волны для искомых амплитуд $g(\eta, \tau)$ и $e(\eta, \tau)$ получаем

$$\left(i \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\Delta}{2}\right) g(\eta, \tau) = -\zeta \left(e^{i\frac{\eta}{2}} + e^{-i\frac{\eta}{2}}\right) e(\eta, \tau), \quad (4a)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\Delta}{2}\right) e(\eta, \tau) = -\zeta \left(e^{i\frac{\eta}{2}} + e^{-i\frac{\eta}{2}}\right) g(\eta, \tau). \quad (4b)$$

Подставляя (4b) в (4a), мы непосредственно получаем следующее дифференциальное уравнение второго порядка для амплитуды основного состояния:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\Delta}{2}\right) \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\Delta}{2}\right) g(\eta, \tau) = -4\zeta^2 \cos^2 \frac{\eta}{2} g(\eta, \tau). \quad (5)$$

Его линейно независимые решения имеют простой экспоненциальный вид с характеристическими показателями $\lambda_{1,2}(\eta) = \pm \lambda(\eta)$, где

$$\lambda(\eta) = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + 4\zeta^2 \cos^2 \frac{\eta}{2}}. \quad (6)$$

Тогда общее решение уравнения (5) записывается в виде

$$g(\eta, \tau) = c_1(\eta) e^{-i\lambda(\eta)\tau} + c_2(\eta) e^{i\lambda(\eta)\tau}. \quad (7)$$

Коэффициенты $c_{1,2}(\eta)$ определим в соответствии с экспериментальными работами [14, 15]:

$$g(\eta, 0) = g e^{i\frac{m_0}{2}\eta} \text{ и } e(\eta, 0) = e e^{i\left(\frac{m_0}{2} + \frac{1}{2}\right)\eta}. \quad (8)$$

Здесь m_0 учитывает возможность косого падения атомной волны материи на стоячую волну, а g и e представляют собой атомные амплитуды основного и возбуждённого состояний непосредственно после предварительного действия бегущей волны. В общем случае g можно выбрать действительным числом, а комплексное число e записывается как $|e|e^{i\alpha}$, где $\alpha = \eta_{c,m}$ – безразмерная координата центра масс атома, которая остается постоянной в используемом приближении Рамана–Ната (для коротких времен взаимодействия).

Используя формулы (4a) и (4b), для коэффициентов в (7) получаем:

$$c_{1,2}(\eta) = \frac{e^{i\frac{m_0}{2}\eta} \left(\pm g \Delta \mp 2e(1 + e^{i\eta})\zeta + 2g\lambda(\eta)\right)}{4\lambda(\eta)}. \quad (9)$$

Аналогично, для амплитуды возбужденного состояния получаем

$$e(\eta, \tau) = d_1(\eta) e^{-i\lambda(\eta)\tau} + d_2(\eta) e^{i\lambda(\eta)\tau}, \quad (1)$$

где

$$d_{1,2}(\eta) = \frac{(2g\zeta + e^{i\eta}(e\Delta + 2g\zeta \mp 2e\lambda(\eta)))}{4\lambda(\eta)} e^{i(\frac{m_0}{2} - \frac{1}{2})\eta}. \quad (11)$$

На этом завершается вычисление амплитуд волновой функции (3) в координатном представлении. Но рассеяние Капицы–Дирака обычно интерпретируется в терминах импульсных состояний. Поэтому нам все еще нужно перейти от координатного представления к импульсному представлению. Для выбранных нами начальных условий (8) это дискретное преобразование Фурье, а именно:

$$g(m, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\eta} g(\eta, \tau) d\eta, \quad e(m, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\eta} e(\eta, \tau) d\eta. \quad (12)$$

3. Численные расчеты и обсуждение результатов

Интегралы в (12) не могут быть вычислены аналитически, поэтому мы проведем анализ с помощью численных расчетов и графических представлений. В качестве параметров начального состояния выбираем, как обычно, разность населенностей энергетических уровней $w = |e|^2 - |g|^2$ и относительную фазу между амплитудами их населённости $\alpha = \text{Arg}(e/g)$.

В экспериментах [13–15] измерялось количество атомов, рассеянных стоячей световой волной под определенными углами, независимо от их внутреннего состояния. В идеальных условиях, т. е. если бы атомный детектор в каждой расположенной позиции допускал вход только атомов с определенными поперечными импульсами, то теоретически регистрируемый сигнал соответствовал бы сумме вероятностей $N(m, \tau) = |g(m, \tau)|^2 + |e(m, \tau)|^2$.

Численные расчеты показывают, что если амплитуда начального заселения e является действительным числом ($\alpha = 0, \pi$), то m -распределение $N(m, \tau)$ симметрично и не зависит от значения w (см. рис.1a). Это означает, что предварительное возбуждение атома бегущей волной само по себе не создает асимметрии рассеяния атома последующей стоячей волной. Асимметрия возникает, если амплитуда возбуждённого состояния имеет сдвиг фазы $\alpha \neq 0, \pi$ относительно амплитуды невозбужденного состояния. Максимальная асимметрия формируется при $\alpha = \pi/2$ и $\alpha = 3\pi/2$ (первый случай интерпретирует рис.1b, а второй представляет его зеркальное отображение относительно точки $m = 0$). Следует также отметить, что распределение $N(m)$ по w для каждого m симметрично и не меняет знака, и, следовательно, экспериментальные флуктуации интенсивности и длительности лазерных импульсов, формирующих разность населенностей w , не могут заметно повлиять на картину асимметрии рассеяния. Это означает, что при формировании асимметричной картины рассеяния Капицы–Дирака путем предварительного возбуждения атома доминирующую роль играет именно

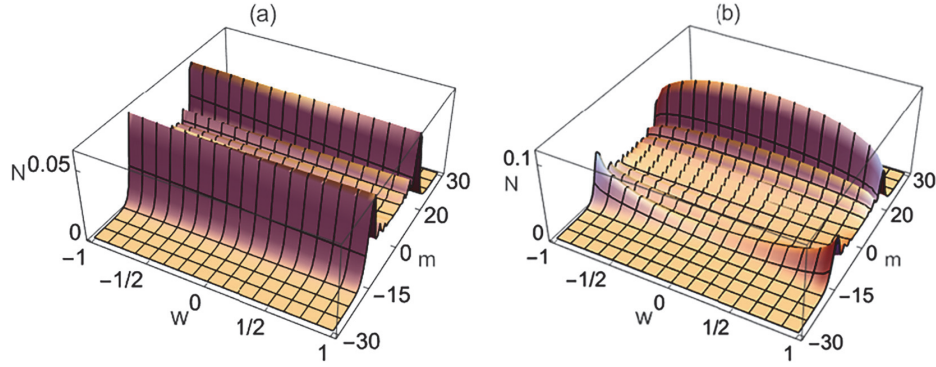


Рис.1. Импульсное распределение при рассеянии Капицы–Дирака для значений фазы возбуждённого состояния атома: (a) $\alpha = 0$ и (b) $\alpha = \pi/2$. $\Delta = 0$, $\zeta = 5$, $m_0 = 0$, $\tau = 3$.

фаза атомной амплитуды возбуждения α . Зависимость асимметрии рассеяния во всей области изменения α представлена на рис.2а.

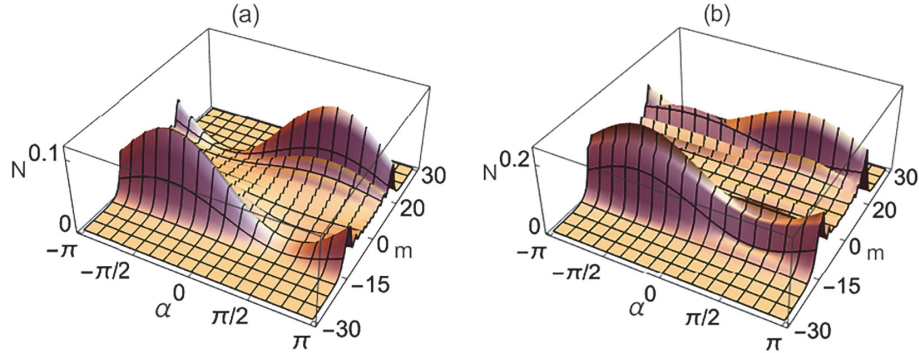


Рис.2. Импульсное распределение рассеяния Капицы–Дирака $N(m)$ в зависимости от фазы возбужденного состояния атома α . (a) вероятность рассеяния в отдельную моду m , (b) суммарная вероятность трёх соседних мод m , $m \pm 1$. $w = 0$, а остальные параметры такие же, как на рис.1.

С точки зрения сравнения теории с экспериментом, рис.2а соответствует идеальным условиям угловой регистрации атомов, когда возможно четкое разделение каждого порядка дифракции $m = 0, \pm 1, \dots$ и обеспечивается одинаковое значение относительной фазы α , по крайней мере, для каждого из них. Однако в экспериментальных реализациях [13–15] ситуация несколько иная. Во-первых, при наиболее вероятной продольной скорости $v \approx 6 \times 10^4$ см/с, из-за угловой расходимости $\theta \approx 6 \times 10^{-4}$ рад, полуширина импульсного распределения атомного пучка по меньшей мере в три раза больше расстояния $2\hbar k$ между соседними порядками рассеяния. То есть, в ходе регистрации в детектор попадают атомы нескольких соседних порядков (авторы [13–15] не указывают их количество). На

рис.2b, приведенном исключительно в иллюстративных целях, этот вывод показан для случая трех порядков рассеяния, попадающих в детектор. Асимметрия уменьшилась, но всё ещё отчётливо выражена.

Теперь обратим внимание на то, что распределение вдоль оси α на рис.2 антисимметрично относительно среднего значения $\alpha = 0$. Это свойство справедливо для всех значений параметров системы, таких как расстройка резонанса, интенсивности бегущей и стоячей волны и т. д. С другой стороны, в экспериментах [13–15] более 10^7 атомов, рассеянных из пространственной области приблизительно в 3×10^3 периодов стоячей волны, попадают на горячую проволоку детектора диаметром 100 мкм. Следовательно, в среднем более 10^3 атомов достигают детектора из каждого из этих периодов. Это позволяет нам с хорошей степенью приближения предположить, что $\eta_{c,m}$ координаты, а следовательно, и $\alpha = \eta_{c,m}$ фазы равномерно распределены по η -координате, и выполнить соответствующее усреднение в пределах $-\pi \leq \alpha \leq \pi$. Это означает, что каждый раз, когда рассеянные атомы попадают на детектор из пространственной области, равной длине волны оптического излучения, асимметрия рассеяния, обусловленная указанной антисимметрией, будет полностью подавлена (рис.3).

Следовательно, следует утверждать, что предварительное возбуждение атомов бегущей волной в экспериментальных условиях [13–15] само по себе не является причиной зарегистрированной сильной угловой асимметрии. Усреднение по фазе, присущее геометрии экспериментов с односторонним распространением возбуждающей бегущей волны, практически полностью подавляет асимметрию, вызванную каждым конкретным значением начальной фазы возбуждения.

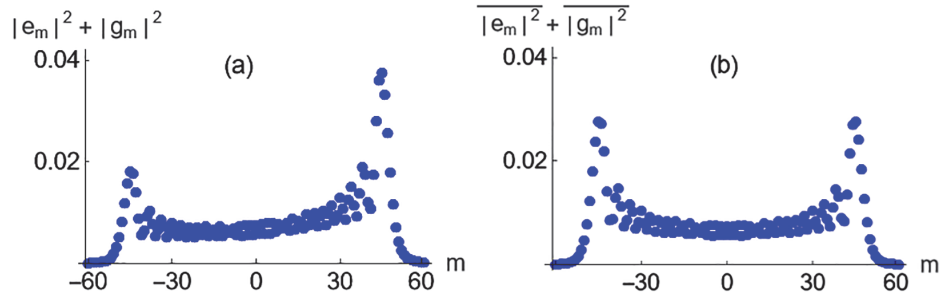


Рис.3. Вероятность рассеяния атома в зависимости от числа порядка дифракции m . Картина рассеяния (a) в случае некоторого промежуточного значения фазы возбуждённого состояния $\alpha = \pi/4$, (b) усреднённая по всем возможным значениям фазы $-\pi \leq \alpha \leq \pi$. Параметры $\Delta = 0$, $\zeta = 4.5$, $m_0 = 0$, $\tau = 10$ и заселенность $w = 0.15$ возбужденного уровня после воздействия бегущей волны представляют характерную экспериментальную ситуацию в рассматриваемых работах [14, 15].

4. Заключение

Рассматривается вопрос о возможной угловой асимметрии при рассеянии Капицы–Дирака атома в поле квазирезонансной стоячей волны в условиях кратковременного когерентного взаимодействия. Насколько нам известно, это явление было экспериментально обнаружено и исследовано в работах [13–15]. Сами авторы не представили объяснения наблюдаемой асимметрии. Попытки решить эту проблему в теоретических работах [16–18] основаны на том, что в экспериментах рассеянные атомы не сразу взаимодействуют с оптической стоячей волной и, следовательно, в начале взаимодействия не находятся на основном энергетическом уровне, как обычно предполагалось в теоретических исследованиях этого явления. Рассеяние начинается из состояния суперпозиции основного и возбужденного уровней атома из-за взаимодействия с бегущей волной, предшествующей стоячей волне, что, согласно расчетам и утверждениям авторов, может привести к наблюдаемой асимметрии.

Пересмотр этой проблемы в данной работе показывает, что асимметрия рассеяния антисимметрична относительно фазы возбужденного состояния атома, а усреднение, происходящее при детектировании, почти полностью подавляет общую асимметрию рассеяния. Вопрос об асимметрии рассеяния Капицы–Дирака, наблюдаемой в [13–15], остается, на наш взгляд, открытым.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке Республики Армения в рамках Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений Института физики ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.L. Kapitza, P.A.M. Dirac. Proc. Cambridge Phil. Soc., **29**, 297 (1933).
2. S. Altshuler, L.M. Frantz, R. Braunstein. Phys. Rev. Lett., **17**, 231 (1966).
3. В.М. Арутюнян, А.Ж. Мурадян. Доклады АН Арм.ССР, **60**, 275 (1975).
4. P.J. Martin, P.L. Gould, B.G. Oldaker, A.H. Miklich, D.E. Pritchard. Phys. Rev. A, **36**, 2495 (1987).
5. C.S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek. Phys. Rep., **240**, 143 (1994).
6. T. Byrnes, E.O. Il'In-Okeke. Quantum Atom Optics: Theory and Applications to Quantum Technology. Cambridge, 2021.
7. Atom Interferometry. P. Berman (Ed). Acad. Press, New York, 1997.
8. B.T. Beswick, I.G. Hughes, S.A. Gardiner. Phys. Rev. A, **99**, 013614 (2019).
9. O. Buchmueller, J. Ellis, U. Schneider. Contemp. Phys. **64**, 1 (2023).
10. A.F. Bernhardt, B.W. Shore. Phys. Rev. A, **23**, 1290 (1981).
11. А.П. Казанцев, Г.И. Сурдутович, В.Я. Яковлев. Письма в ЖЭТФ, **31**, 542 (1980).
12. A.Zh. Muradyan, G.A. Muradyan, P.R. Berman. Phys. Rev. A, **70**, 065601 (2004).
13. J.W. Early. Opt. Commun., **65**, 250 (1988).
14. В.А. Гринчук, Е.Ф. Кузин, М.Л. Нагаева, Г.А. Рябенко, В.П. Яковлев. Письма в ЖЭТФ, **57**, 534 (1993).
15. В.А. Гринчук, И.А. Гришина, Е.Ф. Кузин, М.Л. Нагаева, Г.А. Рябенко, В.П. Яковлев. Квант. Электрон., **21**, 314 (1994).
16. В.И. Романенко, Л.П. Яценко. Письма в ЖЭТФ, **63**, 920 (1996).

17. **А.М. Ишханян.** Изв. НАН Армении, **32**, 3 (1997).
18. **В.И. Романенко, Л.П. Яценко.** ЖЭТФ, **113**, 563 (1998).

ԿԱՊԻՑԱ-ԴԻՐԱԿԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ԱՍԻՄԵՏՐԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Որոշ փորձերի ժամանակ լազերային իմպուլսների կանգնած ալիքով ատոմների ցրումը բացահայտել է ասիմետրիկ անկյունային բաշխում: Հետագա տեսական վերլուծությունը ցույց է տվել, որ ատոմի սկզբնական զրգրումը առաջացնում է ասիմետրիա կանգուն ալիքով դրա ցրման մեջ, որը, ըստ հեղինակների, փորձարարորեն դիտարկված ասիմետրիայի պատճառն է: Այս աշխատանքում մենք ցույց ենք տալիս, որ առանձին ատոմի ասիմետրիան անտիսիմետրիկ է իր սկզբնական վիճակի փուլի նկատմամբ: Հետևաբար, մեծաթիվ ցրված ատոմների զրանցման փուլային միջինացումը ճնշում է հնարավոր ասիմետրիան ցրման պատկերում: Մեր կարծիքով, ասիմետրիայի հարցը մնում է բաց:

ON ASYMMETRY IN KAPITZA–DIRAC RESONANT SCATTERING

A.Zh. MURADYAN

In some experiments, atomic scattering by a standing wave of laser pulses revealed an asymmetric angular distribution. Subsequent theoretical analysis showed that pre-excitation of an atom causes asymmetry in its scattering by the standing wave, which, according to the authors, is the cause of the experimentally observed asymmetry. In this paper, we demonstrate that the asymmetry of an atom is antisymmetric with respect to the phase of its initial state. Consequently, the averaging that occurs in the multi-atom detecting experiments suppresses any possibility in the scattering pattern. In our opinion, the question of asymmetry remains open.