

УДК 539.182

СУЖЕНИЕ КРАЕВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ПРИ ДИФРАКЦИИ ПРИГОТОВЛЕННЫХ АТОМОВ СТОЯЧИМИ ВОЛНАМИ

А. М. ИШХАНЯН

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 15 января 1999 г.)

Обсуждается влияние приготовления начального состояния на дифракцию атомов в поле стоячей волны. Найден новый эффект сужения интерференционных краев дифракционной картины. Эффект имеет место при специфическом типе начального расщепления волнового пакета на два трансляционных состояния, чьи импульсы отличаются на *два* (четное число) импульса фотона, соответствующих одному и тому же, основному или возбужденному, внутреннему состоянию. Приводится также другой случай, когда, благодаря вторичной интерференции при рассеянии стоячей волной, происходит асимметричное сужение дифракционной картины.

1. Разработанная недавно теория аномального рассеяния атомов в сильном поле противоположно бегущих световых импульсов [1-2] установила, что характер дифракции стоячей волной очень сильно зависит от начального состояния атомов. Приготовление двухуровневых атомов бегущей волной, предшествующее рассеянию в поле стоячей волны, приводит к асимметричной картине дифракции [1], имеющей осцилляционную частотную зависимость [2]. Демонстрация этих аномалий выдвигает вопрос о том, насколько сильно можно повлиять на процесс дифракции путем приготовления начального состояния.

Ключевым элементом аномального рассеяния является вторичная квантово-механическая интерференция, индуцированная расщеплением атомного волнового пакета в импульсном пространстве перед рассеянием. Физические ситуации, требующие рассмотрения подобных начальных состояний, имеющих несколько начальных импульсных пиков, возникают в проблемах рассеяния всякий раз, когда атомы предварительно испытывают воздействие некоторой другой волны. Первое взаимодействие с волной, в общем случае, расщепляет начальный волновой пакет на набор дифракционных пиков, разделенных в импульсном пространстве интервалами, кратными импульсу фотона. Далее, при вторичном рассеянии каждый пик этого волнового пакета распадается на отдельный набор пиков. Естественно предположить, что наборы, берущие

свое происхождение от различных начальных пиков, будут перекрывать-ся. Очевидным ожидаемым результатом подобной интерференции должно быть осцилляционное поведение амплитуды рассеяния. Аномальное рассеяние показывает, что дифракция в стоячей волне атомов, приготовленных взаимодействием с бегущей волной, действительно происходит по вышеописанному сценарию: в картине рассеяния появляются характерные осцилляционные особенности, а также новые нетривиальные аномалии, такие, как сильная асимметрия диаграммы рассеяния.

В теории аномального рассеяния интерференция происходит между основным и возбужденным состояниями атома, импульсы которых отличаются на один (нечетное число) импульс фотона. Это соответствует начальным условиям, когда различным трансляционным состояниям соответствуют различные внутренние состояния. Однако можно представить ряд физических ситуаций, когда одному и тому внутреннему состоянию соответствуют несколько трансляционных состояний. Примером такой ситуации является обычное рассеяние стоячей волной. В настоящей работе рассматриваются довольно общие начальные условия, задающие подобное расщепление плотности импульса атома. Несколько нам известно, данная ситуация, в приведенном контексте проблемы, до настоящего времени не рассматривалась ни теоретически, ни экспериментально.

Ниже рассматривается дифракция в поле стоячей волны эффективной двухуровневой системы при условии, что начальное состояние атома включает два (четное число) трансляционных состояния, соответствующих одному, основному или возбужденному, внутреннему состоянию, импульсы которых отличаются на два импульса фотона. Как мы убедимся, данный тип предварительного расщепления волнового пакета приводит к существенному сужению интерференционных краев дифракционной картины. Как будет показано, это сужение может быть комбинировано с асимметричным рассеянием, вызывая тем самым отклонение атомного пучка как целого. Можно надеяться, что данные эффекты найдут применение в разработках новых схем атомной интерферометрии.

2. Рассмотрим когерентное взаимодействие двухуровневой системы с полем стоячей волны $E=2E_0\cos(kz)\cos(\omega t)$, описываемое (в приближении вращающейся волны) нестационарными уравнениями Шредингера для амплитуд вероятностей уровней $a_{1,2}$:

$$\begin{aligned} ia_{1t} &= 2U^* \cos(kz)e^{-i\Delta t} a_2, \\ ia_{2t} &= 2U \cos(kz)e^{+i\Delta t} a_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где Δ – расстройка частоты перехода от частоты поля и $U=-dE_0/(2\hbar)$ – пиковая частота Раби бегущей волны, d есть дипольный момент рассматриваемого перехода. Здесь сделано приближение Рамана-Ната малых времен взаимодействия, когда движением атома вдоль стоячей волны можно пренебречь и, тем самым, отбросить члены, соответствующие кинетической энергии атома.

Решение уравнений (1) при точном резонансе ($\Delta=0$) может быть написано в виде

$$\begin{aligned} a_1 &= +a_1(0) \cos(2Ut \cos kz) - ia_2(0) \sin(2Ut \cos kz), \\ a_2 &= -ia_1(0) \sin(2Ut \cos kz) + a_2(0) \cos(2Ut \cos kz), \end{aligned} \quad (2)$$

где $a_1(0)$ и $a_2(0)$ представляют собой начальные условия для $t=0$, зависящие, в общем случае, от z .

Обычно предполагается, что атомный волновой пакет перед взаимодействием со стоячей волной определяет единое трансляционное состояние как для основного, так и для возбужденного состояний. В этом случае решение уравнений (2) принимает хорошо известную форму [3-5] (для простоты предположим, что атом имел точно определенный импульс p_0):

$$a_{1,2}(p, t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \right] J_n(2Ut) \delta(p - p_0 - n\hbar k) \quad (3)$$

с соответствующей вероятностью поглощения n фотонов:

$$W_n(t) = J_n^2(2Ut), \quad (4)$$

которая описывает симметричную (по отношению к направлению начального импульса) двухкрыльевую картину атомной дифракции. Атомный пучок когерентно расщепляется на квантово-механические дифракционные пики, соответствующие числу поглощенных фотонов.

Как было указано выше, ситуация полностью изменяется в случае аномального рассеяния, когда основное и возбужденное состояния отличаются нечетным числом импульсов фотона, например:

$$a_1(0) = \alpha_0 \varphi(z), \quad a_2(0) = \beta_1 e^{ikz} \varphi(z). \quad (5)$$

Отличительной чертой данных условий является то, что начальное состояние атома имеет два максимума импульсной плотности (соответствующие различным внутренним состояниям). Эти условия приводят к качественно отличающемуся решению [1]:

$$a_{1,2}(p, t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \right] [\alpha_0 J_n(2Ut) + i\beta_1 J_{n-1}(2Ut)] \cdot \delta(p - p_0 - n\hbar k). \quad (6)$$

Видно, что каждый пучок начального волнового пакета при рассеянии распадается, образуя отдельный набор дифракционных пиков и что эти наборы $\{J_n\}$ и $\{J_{n-1}\}$ интерферируют. Благодаря свойству симметрии функций Бесселя ($J_{-n} = (-1)^n J_n$) эта интерференция приводит к сильной асимметрии по импульсам:

$$\begin{aligned} W_{+n} &= |\alpha_0|^2 J_n^2 + |\beta_1|^2 J_{n-1}^2 + 2 \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_1^*) J_n J_{n-1}, \\ W_{-n} &= |\alpha_0|^2 J_n^2 + |\beta_1|^2 J_{n+1}^2 - 2 \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_1^*) J_n J_{n+1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Как уже было отмечено, рассмотренный выше сценарий аномального рассеяния указывает на то, что в процессе дифракции стоячей

волной набору дифракционных пиков, происходящих от всех начальных пиков (не только тех, которые соответствуют различным внутренним состояниям), всегда перекрываются, порождая вторичные интерференционные особенности.

3. Для изучения предложенной концепции роли приготовления начального состояния атомов в процессе когерентной дифракции, рассмотрим общие начальные условия следующего вида:

$$\begin{aligned} a_1(0) &= \sum_m \alpha_{2m} e^{i2mkz} \cdot \varphi(z), \\ a_2(0) &= \sum_m \beta_{2m+1} e^{i(2m+1)kz} \cdot \varphi(z), \quad m \in (-\infty, +\infty). \end{aligned} \quad (8)$$

Легко показать, что теперь решение уравнения (1) можно записать в виде:

$$a_{1,2} = \sum_n i^n \frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \left(\sum_m i^m s_m J_{n-m} \right) \cdot \delta(p - p_0 - n\hbar k), \quad (9)$$

где s_m – вектор импульсного состояния, определенный как $s_m = \alpha_m + \beta_m$. Вероятность приращения импульса на $n\hbar k$

$$W_n(t) = \left| \sum_m i^m s_m J_{n-m}(2Ut) \right|^2, \quad (10)$$

действительно, имеет типичную интерференционную структуру.

Рассмотрим теперь другой специфический тип приготовления, который до настоящего времени не рассматривался: s_m отличен от нуля только, лишь если $m = \pm 1$, т. е.

$$\begin{aligned} a_1(0) &= 0, \\ a_2(0) &= \left(\beta_{-1} e^{-ikz} + \beta_1 e^{ikz} \right) \cdot \varphi(z). \end{aligned} \quad (11)$$

Вероятности (10) в этом случае записываются в виде

$$W_n(t) = \left| -\beta_{-1} J_{n+1}(2Ut) + \beta_1 J_{n-1}(2Ut) \right|^2. \quad (12)$$

Теперь, если $\beta_{-1} = -\beta_1$, то в силу рекуррентного соотношения $J_{n-1}(u) + J_{n+1}(u) = (2n/u)J_n(u)$ это выражение переходит в следующее:

$$W_n(t) = |\beta_1|^2 \left(\frac{n}{Ut} \right)^2 J_n^2(2Ut). \quad (13)$$

Видно, что по сравнению с обычным решением (4), член $n^2/(Ut)^2$ подавляет дифракционные порядки $n < Ut$ и, наоборот, усиливает порядки $n > Ut$. Кроме того, поскольку $|\beta_1|^2 < 1$, порядки $n > Ut$ тоже несколько подавляются. Далее, поскольку функции Бесселя резко падают, когда порядок становится больше аргумента $2Ut$, ясно, что в полученном решении усиливаются лишь дифракционные порядки $n \sim 2Ut$. Таким образом, начальное состояние (11) приводит к сужению крыльев распределе-

ния по импульсам. Это показано на рис.1, где приведены дифракционные картины как для условий (11), так и для тривиального изначально нерасщепленного случая.

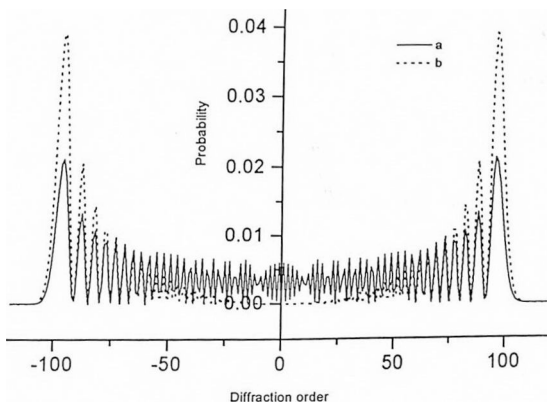


Рис.1. Дифракционные картины взаимодействия атомов со стоячей волной: а) обычное рассеяние – уравнение (4), б) суженное рассеяние – уравнение (13), $\beta_1 = -i/\sqrt{2}$, $2Ut=100$.

Очевидно, описанное сужение будет иметь место для всех начальных векторов состояния s_m , которые имеют две ненулевые компоненты с индексами, отличающимися на четное число. Например, если единственными ненулевыми компонентами вектора состояния являются s_0 и s_2 , то есть

$$\begin{aligned} a_1(0) &= (\alpha_0 + \alpha_2 e^{2ikz}) \cdot \varphi(z), \\ a_2(0) &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

то при условии $\alpha_2 = -\alpha_0$ вероятности будут теми же самыми (n следует заменить на $n-1$):

$$W_n(t) = |\alpha_0|^2 \left(\frac{n-1}{Ut} \right)^2 J_{n-1}^2(2Ut). \quad (15)$$

Специфические эффективные двухуровневые ситуации, например, с вырожденными магнитными подуровнями, в которых условия (14) реализуются, будут приведены в другой работе.

Примечательной чертой начальных состояний (11) и (14) является то, что они отличаются друг от друга одним импульсом фотона.

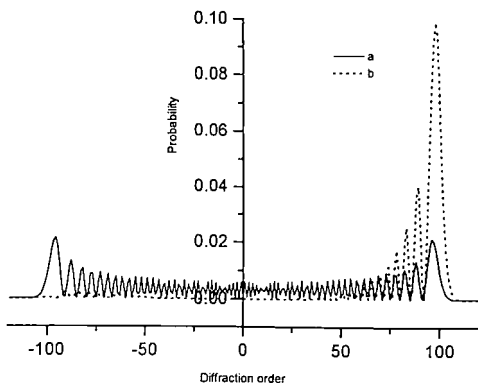


Рис.2. Дифракционная картина взаимодействия атомов со стоячей волной: а) обычное рассеяние – уравнение (4), б) асимметрично суженная дифракция – уравнение (16), $\alpha_0 = 1/\sqrt{2}$, $\beta_1 = -i/\sqrt{2}$, $2Ut=100$.

Следовательно, суперпозиция этих состояний, если $\alpha_0 = -\alpha_2$, $\beta_{-1} = -\beta_1$, приводит к асимметрично суженной дифракционной картине (рис.2):

$$W_n(t) = \left| \frac{n-1}{Ut} \alpha_0 J_{n-1}(2Ut) + i \frac{n}{Ut} \beta_1 J_n(2Ut) \right|^2 \approx \left(\frac{n}{Ut} \right)^2 |\alpha_0 J_{n-1} + i \beta_1 J_n|^2. \quad (16)$$

Таким образом, мы показали, что путем приготовления атомов перед взаимодействием можно добиться существенного сужения интерференционных крыльев картины дифракции атомов стоячими волнами. Этот эффект, также как и аномальное рассеяние, указывает на необходимость более усиленного изучения возможностей управления дифракцией квантовой интерференцией. В общем случае должны быть рассмотрены произвольные временные зависимости частот Раби противоположно бегущих световых волн. Как известно, таким путем можно, в принципе, существенно изменить картину дифракции. Например, подвергая атомы воздействию последовательности противоположно бегущих π -импульсов, атомы могут быть переведены в любой дифракционный порядок. Однако, можно надеяться, что методы квантовой интерференции могут дать такие же результаты более легким и экспериментально более удобным способом.

Автор выражает благодарность Филлипу Гоулду и Джухе Джаванайнену за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта NATO No.CRG.CRG 974301 и гранта PA №98-740.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Ишханян. Известия НАН Армении, Физика, 32, 3 (1997).
2. А.М.Ishkhanyan. Laser Physics, 7, 1225 (1997).
3. В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян. Доклады АН Арм.ССР, 60, 275 (1975).
4. R.J.Cook, A.F.Bernhardt. Phys. Rev. A, 18, 2533 (1978).
5. A.P.Kazantsev, G.I.Surdutovich, V.P.Yakovlev. JETP Lett., 31, 509 (1980).

ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐԻ ԹԵՎԵՐԻ ՆԵՂԱՑՈՒՄԸ ՆԱԽԱՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ԱՏՈՍՆԵՐԻ ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔԻ ԳԱՇՏՈՒՄ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ԺԱՍԱՆԱԿ

Ա. Ա. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Ջննարկված է սկզբնական վիճակի նախապատրաստման ազդեցությունը կանգուն ալիքի դաշտում ատոմների դիֆրակցիայի վրա: Գտնված է դիֆրակցիոն պատկերի ինտերֆերենցիոն եզրերի սեղմման նոր երևույթ: Երևույթը տեղի է ունենում յուրահատուկ սկզբնական տրոհման դեպքում երբ ալիքային փաթեթը տրոհվում է երկու տրանսլացիոն վիճակների, որոնք համապատասխանում են միևնույն ներքին վիճակին եւ որոնց ինպուլսները տարբերվում են երկու (զույգ թվով) ֆոտոնի իմպուլսով: Բերված է մի այլ դեպք ևս, երբ երկրորդային ինտերֆերենցիայի շնորհիվ տեղի է ունենում դիֆրակցիոն պատկերի ասիմետրիկ նեղացում:

NARROWING OF INTERFERENCE FRINGES AT DIFFRACTION OF PREPARED ATOMS BY STANDING WAVES

A.M. ISHKHANYAN

The influence of the initial state preparation on the diffraction of atoms in the field of a standing wave is discussed. It is found a new effect of narrowing of the interference fringes of the diffraction pattern. The effect takes place at specific type of initial wave packet splitting involving two translation states, whose momenta differ by two (even) photon momenta, corresponding to the same ground or excited, internal state. Also, another case that, due to the secondary interference during the standing wave scattering, causes an asymmetrically narrowed diffraction pattern is presented.