

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

621.378.325+539.188

ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМНЫХ ПУЧКОВ

В. И. Балькан, В. С. Летохов

(Институт спектроскопии АН СССР, г. Троицк, Московская обл.)

История. — Радиационная сила, действующая на атомы в резонансном световом поле. — Коллимация. — Фокусировка атомного пучка. Построение «изображения» источника атомов. — Отражение атомного пучка.

1. Введение. История. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом позволяет управлять как движением фотонов, так и заряженных и нейтральных частиц. Это лежит в основе как фотонной оптики (или оптики световых и рентгеновских пучков), так и корпускулярных оптик (оптики электронных или нейтронных пучков). Между ними имеются глубокие аналогии и сходства, но лежащие в их основе эффекты взаимодействия существенно различны. Вероятно, каждый эффект взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, влияющий на движение фотона или частицы, при подходящих условиях может быть использован для создания элементов соответствующей оптики. Это относится и к давлению света на нейтральные атомы, которое может быть положено в основу создания оптики нейтральных атомных пучков, описываемой в настоящей статье.

Световое давление является следствием классической теории Максвелла. В фундаментальном исследовании «Трактат об электричестве и магнетизме» Джеймс Клерк Максвелл писал: «...В среде, в которой распространяются волны, в направлении их распространения возникают силы давления, которые в каждой точке пространства численно равны величине энергии в единице объема» [1]. Несмотря на малость величины давления света от обычных источников света, экспериментально оно было обнаружено Петром Лебедевым в России [2] и позже подтверждено Э. Никольсом и Г. Гуллом в США [3]. П. Н. Лебедев также экспериментально доказал существование светового давления на газы и предсказал возможность резкого увеличения его в условиях резонанса излучения с атомами или молекулами [4]. Следующим важным шагом стала известная работа А. Эйнштейна [5], в которой он рассмотрел вопрос о флуктуациях светового давления, обусловленных тем, что атомы испускают и поглощают излучение квантами света, имеющими дискретные значения импульса. Экспериментальное доказательство передачи импульса от фотонов свободному атому было получено в работе О. Фриша [6], в которой наблюдалось отклонение пучка атомов натрия резонансным излучением натриевой лампы.

Изобретение лазера предоставило в руки исследователей принципиально новый источник интенсивного когерентного света, обладающего высокой спектральной яркостью, монохроматичностью и высокой направленностью излучения. Световое давление лазерного излучения из едва наблюдаемого явления стало методом воздействия на движение атомов. Появились новые идеи и предложения по управлению движением атомов лазерным светом. Отметим среди них только наиболее интересные. Это — предложение по локализации и каналированию атомов в стоячей световой волне [7], левитация микрочастиц в фокусе лазерного луча [8], охлаждение атомов [9] и ионов [10], локализация охлажденных атомов в трехмерной стоячей световой волне [11]. Вскоре были выполнены и первые эксперименты по воздействию лазерного света на движение атомов: фокусировка атомов градиентной силой светового давления [12], замедление продольного движения атомов в лазерном луче [13], монохроматизация и уменьшения температуры продольного движения до 1,5 К [14], дальнейшее уменьшение температуры до 0,07 К [15] и достижение предельной предсказываемой теорией [16] температуры $2,5 \cdot 10^{-4}$ К [17], резонансная коллимация атомного пучка путем двумерного охлаждения атомного пучка [18], остановка пучка [19] и, наконец, локализация атомов в магнитной [20] и оптической ловушках [21]. Уже эти эксперименты показали, что в настоящее время в руках физиков появился новый достаточно мощный инструмент воздействия на движение атомов, который в принципе можно было бы попытаться использовать для развития еще одного вида оптики: оптики нейтральных атомных пучков.

В статье обсуждаются уже выполненные эксперименты по коллимации, фокусировке и зеркальному отражению атомных пучков, которые, как нам представляется, можно рассматривать в качестве первых шагов на пути создания элементов оптики нейтральных атомных пучков. Это легко понять, рассматривая те силы, которые действуют на атом в резонансном лазерном поле.

2. Радиационная сила, действующая на атомы в резонансном световом поле. Радиационной силой мы будем называть суммарную силу, возникающую при воздействии лазерного света на атом. В зависимости от пространственно-временной структуры светового поля, его величины и длины волны радиационная сила может быть очень сложной функцией положения атома и его скорости. Однако поскольку все известные работы по применению сил светового давления выполнены с использованием трех видов световых полей или их комбинаций: плоской световой волны, гауссова лазерного луча и стоячей световой волны, то мы ограничимся рассмотрением только этих типов полей. В настоящее время хорошо развита теория движения атомов в таких полях (см. обзоры [22]). Мы рассмотрим только качественно поведение силы светового давления в таких полях.

2.1. Плоская волна. Представим себе плоскую волну, направленную вдоль оси z , частота которой настроена в резонанс с частотой поглощения атома, находящегося в этой волне. Атом поглощает направленные вдоль оси z лазерные фотоны и переизлучает симметрично во все стороны спонтанные фотоны (рис. 1). В результате такого процесса в направлении волны на атом действует радиационная сила, максимальное значение которой определяется произведением импульса фотона $\hbar k$ на скорость рассеяния фотонов γ : $F_{max} = \hbar k \gamma$, где $k = 2\pi/\lambda$, \hbar — постоянная Планка. Если атом не в точном резонансе с лазерным излучением и имеет проекцию скорости v_z на ось в направлении световой волны, то сила светового давления зависит от проекции скорости и расстройки частоты

поля ω_L от частоты поглощения атома ω_0 следующим образом:

$$F = \frac{\hbar k \gamma G}{\{1 + G + [(\Omega - kv_z)^2 / \gamma^2]\}}, \quad (1)$$

где $G = I/I_s$, I — интенсивность волны, I_s — интенсивность насыщения атомного перехода, $\omega = \omega_L - \omega_0$. Ускорение атома под действием этой силы достигает величины 10^8 см/с², что в сто тысяч раз больше ускорения силы тяжести.

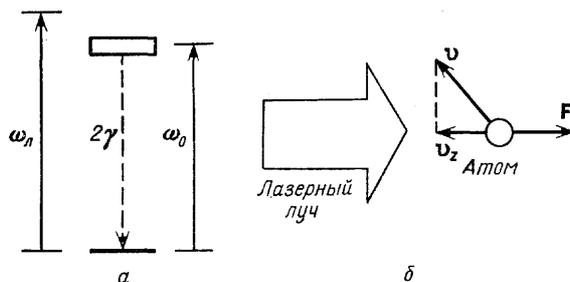


Рис. 1. К объяснению возникновения силы резонансного светового давления плоской волны на атом. *a* — Идеальная двухуровневая схема резонансного взаимодействия волн с частотой Ω_L и квантовым переходом на частоте Ω_0 со скоростью радиационного затухания населенности возбужденного состояния 2γ . *б* — Ориентация направления волны, силы светового давления F и скорости атома v

2.2. ГАУССОВ ЛУЧ. В ограниченном по диаметру лазерном луче на атом, помимо рассмотренной силы вдоль лазерного луча, действует еще градиентная сила, обусловленная поперечной неоднородностью поля [23] (рис. 2). Происхождение этой силы наиболее просто понять из клас-

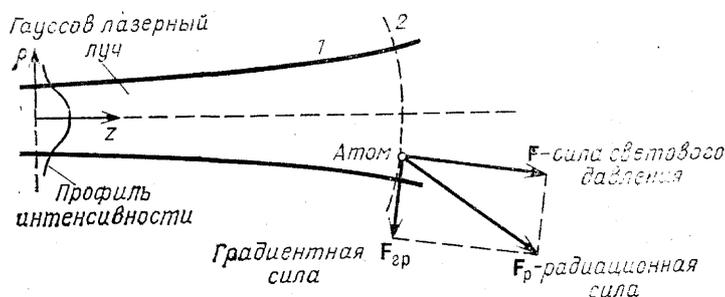


Рис. 2. Гауссов световой луч из-за того, что поперечный профиль интенсивности его неоднороден, действует градиентной силой на дипольный момент, который интенсивный свет индуцирует в атоме.

сического рассмотрения взаимодействия атома с неоднородным полем. Атом в лазерном поле приобретает дипольный момент, неоднородное поле оказывает воздействие на этот дипольный момент. В зависимости от расстройки частоты лазерного излучения по отношению к частоте атомного перехода это поле либо выталкивает атомы из луча ($\Omega > 0$), либо втягивает атомы к центру луча ($\Omega < 0$). Градиентная сила следующим образом зависит от атомных и лазерных параметров:

$$F_{гр} = \frac{\hbar (\rho/\rho_0^2) (\Omega - kv_z) G}{1 + G + [(\Omega - kv_z)^2 / \gamma^2]}, \quad (2)$$

где ρ_0 — радиус лазерного луча, ρ — расстояние от оси лазерного луча.

2.3. Плоская световая стоячая волна. Эта волна образуется из двух плоских бегущих навстречу друг другу волн. При малой Интенсивности ($G \ll 1$) излучения радиационная сила в стоячей волне определяется суммой сил от каждой бегущей волны. При увеличении интенсивности излучения начинает сказываться модуляция интенсивности лазерного поля с периодом $\lambda/2$, что приводит к проявлению влияния градиентной силы. Кроме того, при большой интенсивности ($G \gg 1$) на движение атомов оказывают влияние стимулированные процессы переизлучения атомом фотонов между двумя бегущими волнами, приводящие при наличии пространственной неоднородности поля к так называемой запаздывающей компоненте силы светового давления [24, 25]. Эта сила возникает при движении атома в интенсивном сильно неоднородном поле, когда за время спонтанного распада заметно изменяется величина поля, действующего на атом. Сила оказывает влияние на движения атомов с малыми скоростями вдоль оси z : $v_z \sim k/\gamma$. Запаздывающая сила, в отличие от силы светового давления, в бегущей волне не ограничена по величине и возрастает при увеличении интенсивности света.

Рассмотрим теперь, как можно использовать все перечисленные поля и создаваемые ими силы для управления движением атомов.

3. Коллимация. Необходимость в коллимации пучков частиц возникает всегда, когда нужно увеличить фазовую плотность частиц, т. е. сжать частицы как по скоростям, так и в пространстве. Коллимация (сжатие) пучков позволяет увеличить точность экспериментальных исследований и эффективность применения пучков частиц. В зависимости от сорта частиц применяются различные методы решения задачи коллимации частиц. Общим для них является применение диссипативных процессов. Например, для легких заряженных частиц применяется метод радиационного трения, для протонов и антипротонов — метод электронного охлаждения, для тяжелых частиц — метод ионизационных потерь.

Для нейтральных атомных частиц наиболее эффективной диссипативной силой является сила светового давления лазерного излучения. В настоящее время осуществлены два типа экспериментов по коллимации атомных пучков [9] с использованием радиационной силы (1) [26] и запаздывающей силы [27]. Каждая из схем имеет свои преимущества и недостатки. При использовании радиационной силы (1) возможно получать меньшие угловые расходимости атомных пучков и, соответственно, более высокие фазовые плотности атомных пучков. Достоинством применения запаздывающей силы является более быстрая по времени коллимация пучка. Однако минимальный угол коллимации в этом случае больше.

Рассмотрим более подробно коллимацию с использованием силы (1). Впервые эта схема была предложена в работе [28]. Атомный пучок (рис. 3) облучается со всех сторон аксиально-симметричным световым полем, частота ω_n которого сдвинута в красную область относительно частоты атомного перехода ω_0 . Аксиально-симметричное поле образовано посредством отражения лазерного излучения от внутренней поверхности конического отражательного аксикона. В плоскости рисунка это поле состоит из двух встречных световых волн, интенсивности которых одинаковы в любой точке пространства аксикона.

В аксиально-симметричном световом поле на атом, имеющий поперечную скорость v_p , действует сила светового давления, которая при $\omega_n < \omega_0$ направлена против вектора радиальной скорости v_p , а при $\omega_n > \omega_0$ — по вектору v_p . Такое направление силы светового давления обусловлено тем, что атом более эффективно, из-за доплеровского сдвига частоты атомного перехода, поглощает фотоны из той волны, которая

распространяется навстречу вектору скорости v_p . Это в свою очередь означает, что суммарная сила от двух волн при $\omega_l < \omega_0$ направлена навстречу вектору радиальной скорости атома. Благодаря действию этой силы во внутренней области аксикона при $\omega_l < \omega_0$ происходит быстрое сужение поперечного скоростного распределения атомного пучка, приводящее к уменьшению угловой расходимости пучка и к увеличению плотности пучка, т. е. повышению степени коллимированности пучка,

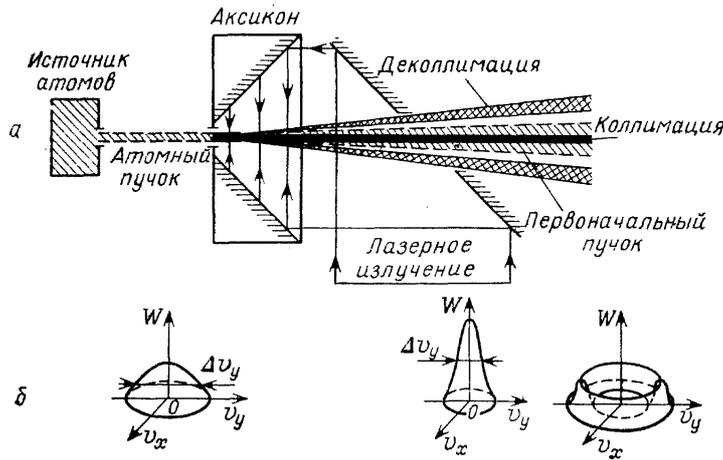


Рис. 3. Коллимация атомного пучка световым полем. Атомный пучок, проходящий через аксикон (конический рефлектор), облучается со всех сторон лазерным светом, частота которого отстроена в красную сторону относительно частоты атомного перехода (а). Результирующая сила светового давления сужает угловое расхождение атомного пучка (см. профили атомных пучков — б). Расстройка частоты лазера в голубую сторону деколлимирует атомный пучок

Совместное действие радиационного трения и импульсной диффузии приводит к установлению стационарного скоростного распределения, которое определяет предельный угол коллимации:

$$\Delta\varphi_{\min} = \frac{1}{v_z} \left(\frac{\hbar\gamma}{M} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где M — масса атома, v_z — скорость атома вдоль оси z . Для теплового атомного пучка предельный угол коллимации имеет порядок $10^{-3} \div 10^{-4}$ рад. Если начальная расходимость пучка 0,1 рад, то можно ожидать увеличения интенсивности пучка в центре в $10^4 - 10^6$ раз.

Эксперимент по коллимации был осуществлен с атомами натрия [26]. На рис. 3, б представлены профили атомного пучка до и после взаимодействия с лазерным полем. Процесс коллимации очень чувствителен к положению частоты лазерного излучения. Для достижения коллимации частота лазерного излучения отстроена в красную область ($\omega_l - \omega_0 = -13$ МГц). Продольная скорость атомов пучка $v_z = 7,3 \cdot 10^4$ см/с⁻¹. Сравнение профилей пучка до и после взаимодействия с полем показывает, во-первых, существенное увеличение (в 5 раз) интенсивности атомов в центре пучка, во-вторых, наличие значительного сужения (коллимация) атомного пучка. При переходе к положительным отстройкам частоты происходит существенное уширение пучка (деколлимация). Интенсивность атомов в центре пучка при этом изменяется более чем в 10^3 раз.

4. Фокусировка атомного пучка. Построение «изображения» источника атомов. В любой оптике надо уметь фокусировать пучок частиц: фотонов, электронов или в нашем случае нейтральных атомов. Поэтому надо выяснить, какие конфигурации лазерных полей способны осуществлять фокусировку атомных пучков. Существуют по крайней мере две возможности фокусировки атомного пучка. Это, во-первых, с помощью градиентной силы, и, во-вторых, используя силу спонтанного светового давления.

Впервые возможность фокусировки атомного пучка градиентной силой была рассмотрена сотрудниками лаборатории Бэлл Телефон [29, 30]. В их схеме атомный пучок распространяется вдоль и внутри узкого лазерного луча. Частота лазерного излучения настроена ниже частоты атомного перехода. В этом случае градиентная сила направлена к центру лазерного луча. При достаточно большой длине пролета атомов внутри луча атомы в поперечном сечении стягиваются к оси лазерного луча. В некоторой точке наблюдается максимальное сжатие атомного пучка. Минимальный зарегистрированный размер атомного пучка составлял 26 мкм.

Авторы работы [31] использовали другую конфигурацию лазерного поля (рис. 4). Она представляет собой в общем случае четыре расходящихся гауссовых луча, распространяющихся навстречу друг к другу.

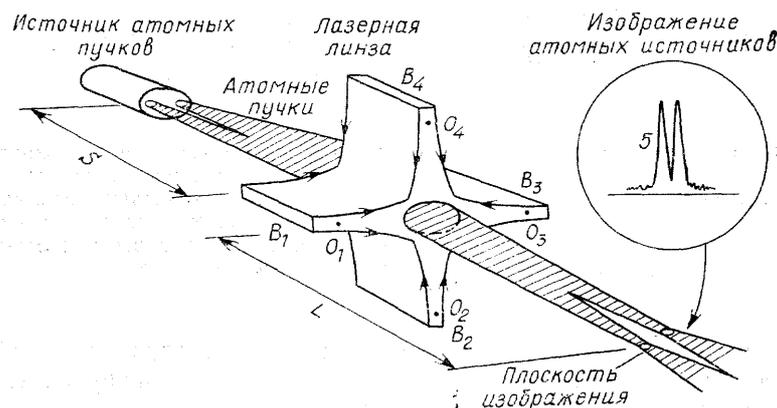


Рис. 4. Фокусировка и построение изображения атомным пучком с помощью лазерного света. Четыре расходящихся гауссовых пучка облучают атомный пучок, образуя «лазерную линзу». Из-за того, что длина волны излучения находится в резонансе с движущейся по внеосевой траектории, пучок отталкивается обратно к оси так, что точка источника атомов отображается в другой точке. Профиль пучка в «плоскости изображения» 5 имеет двойной пик, соответствующий изображению двух щелей атомного источника

Перетяжки лучей расположены на одинаковом расстоянии от центра конфигурации. Частота лазера настроена в резонанс с частотой поглощения атомов. При этих условиях на атом, удаляющийся от оси атомного пучка, действует сила спонтанного светового давления (1), возвращающая атом к оси пучка.

Влияние градиентной силы на движение атома в этом случае является несущественным. Такая конфигурация действительно является «лазерной линзой» для пучка нейтральных атомов, поскольку можно показать, что атомный пучок, выходящий из точки (аналог точечного источника в световой оптике), после взаимодействия с рассматриваемой конфигурацией лазерного поля фокусируется также в точку. Более того, можно получить выражение для фокусного расстояния такой линзы

$$F = \frac{v^2 \hbar^2}{\omega^2 d} \left[\left(1 + 4G_0 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2} \right) G_0^{-1} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

а также формулу лазерной линзы;

$$\frac{1}{S} + \frac{1}{L} = \frac{1}{F} \left(1 - \frac{d}{2L} \right), \quad (5)$$

где d — толщина лазерной линзы, S — расстояние от источника атомов до линзы, L — от линзы до изображения источника, G_0 — параметр насыщения на оси линзы, $\omega = (8\hbar k y l / M)(q_{0z}^2 l / b_z^2 q_z^2)$, l — расстояние от оси линзы до перетяжки лазерного луча, q_{0z} , q_z — радиусы лучей вдоль оси z на оси линзы и в перетяжке луча. Лазерная линза достаточно локализована в пространстве: характерный размер ее вдоль оси пучка d много меньше расстояний от источника до линзы S и от линзы до изображения L . При этих условиях ($d \ll S, L$) формула линзы (5) совпадает с формулой оптической линзы.

Первый успешный эксперимент по фокусировке атомного пучка лазерной линзой был выполнен с пучком атомов натрия [31]. Лазерная линза была образована двумя встречными гауссовыми пучками. Такая лазерная линза аналогична цилиндрической линзе в световой оптике, Рис. 4 демонстрирует получение изображения «двухточечного источника», который представлял собой атомную пушку с двумя отверстиями диаметра 0,5 мм с расстоянием между ними 2 мм. Без лазерной линзы профиль атомного пучка представлял собой широкое диффузное пятно, После включения лазерного излучения и возникновения лазерной линзы на пути атомов траектории движения атомов уже подчиняются законам оптики нейтральных пучков. В плоскости изображения профиль пучка состоит из двух хорошо разрешенных пиков, каждый из которых соответствует одному из источников атомов.

Существенным недостатком рассмотренной лазерной линзы является ее недостаточно высокое разрешение (около 50 мкм). Ограничения на разрешение возникают из-за импульсной диффузии, размывающей траекторию движения атома при его взаимодействии с полем линзы.

Существенное увеличение в разрешении можно достигнуть, вернувшись к идее использования потенциальной по своей природе градиентной силы, но уже используя другую конфигурацию лазерного поля и геометрию взаимодействия атома с полем. В работе [32] предлагается создание «атомного объектива» с разрешением в несколько Å. Такой атомный объектив представляет собой жестко сформулированное лазерное поле конфигурации моды TEM_{01}^* , частота которого достаточно далеко отстроена от частоты атомного перехода (рис. 5). Атомы распространяются вблизи оси атомного объектива. Жесткая фокусировка лазерного излучения, формирующего объектив, позволяет сделать его размер достаточно локализованным в пространстве (тонкая линза), а выбор моды TEM_{01}^* и большая расстройка частоты поля позволяют приблизить характеристики атомного объектива к свойствам идеальной линзы.

Для того чтобы понять, чему же равно разрешение такого атомного объектива, необходимо атомный пучок уже рассматривать в виде волн де Бройля $\psi = \psi_0 \exp(-i\hbar^{-1} \int p(z) dz)$ (рис. 6). Эти волны приобретают определенный набег фазы на лазерном поле $T(x, y)$, что приводит к последующей фокусировке их в фокальной плоскости. Минимальное пятно, в которое можно сфокусировать атомный пучок, определяется в первую очередь дифракцией волн де Бройля на конечном размере атомного объектива. Однако, помимо такого принципиального ограничения на разрешение, существуют еще ограничения на предельное разрешение из-за различных aberrаций, таких как сферическая, хроматическая aberrация и в дополнение к ним диффузионная aberrация, связанная с импульсной диффузией атома в лазерном поле. Тем не менее оказывается, что можно выбрать параметры лазерного поля и атомного пучка таки-

ми, что разрешение даже с учетом всех перечисленных aberrаций не сильно отличается от предельного дифракционного. Например, если поперечный размер атомного объектива выбрать равным нескольким длинам волн, а мощность лазера — нескольким сотням милливатт, то размер атомного пятна в фокальной плоскости не должен сильно превышать несколько ангстрем (рис. 5, а).

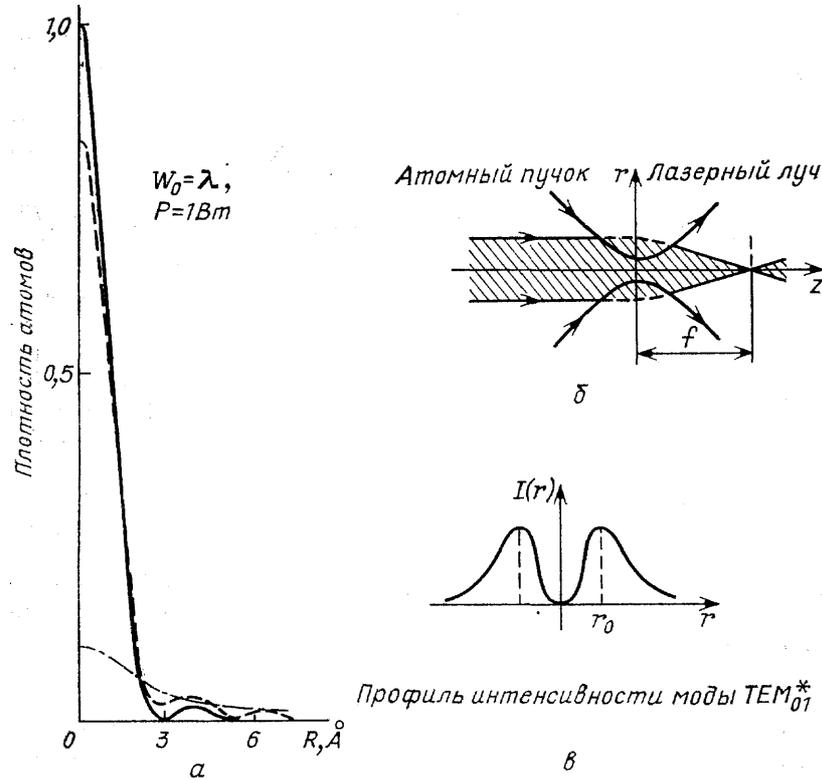


Рис. 5. Лазерная линза может фокусировать атомные пучки в пятно размером всего в несколько ангстрем, что подтверждается расчетом профиля атомного пучка (а). Фокусируемый атомный пучок проходит через сфокусированный лазерный луч, образуемый TEM_{01}^* -модой (б). Радиальный профиль интенсивности которой имеет минимум в центре, как это показано на рис. в

5. Отражение атомного пучка. Другим, не менее важным, чем линза, элементом любой оптики является зеркало. Оно может использоваться как для фокусировки, так и для отражения. Фокусировка с помощью вогнутого зеркала имеет определенные преимущества по сравнению с фокусировкой линзой: в первом случае отсутствуют хроматические aberrации. Последнее свойство особенно существенно для оптики, в которой вместо световых пучков используются пучки частиц, поскольку именно в этом случае хроматические aberrации особенно велики.

Идея создания атомного зеркала была рассмотрена в работе [33]. На рис. 7 представлена схема такого атомного зеркала. Оно образовано очень тонкой поверхностной волной, возникающей при полном внутреннем отражении лазерного луча от границы раздела диэлектрик — вакуум. Толщина поверхностной волны может изменяться от долей до нескольких длин волн. На поверхности диэлектрика интенсивность лазерного излучения равна интенсивности первоначальной лазерной волны в диэлектрике, а в вакууме интенсивность резко падает, практически до нуля на расстоянии от поверхности, равном нескольким длинам волн.

В такой поверхностной волне создается огромный градиент интенсивности света, максимально возможный в оптике. На атом, помещенный в поверхностную волну, частота которой больше частоты атомного перехода, будет действовать градиентная сила, выталкивающая атом из поверхностной волны в вакуум. Если же атом налетает на поверхностную

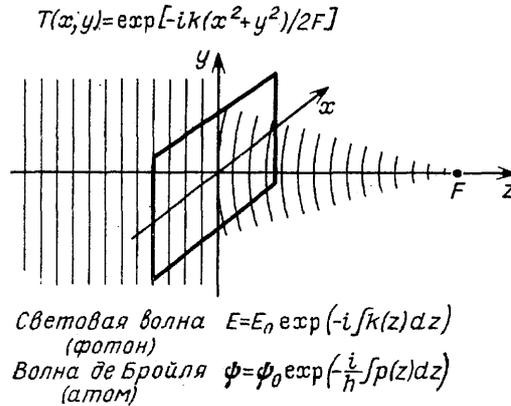


Рис. 6. Идеальный объектив для световой волны и волн де Бройля

волну со стороны вакуума, то его движение состоит из прямолинейного участка траектории в вакууме, резкого торможения в поверхностной волне, приводящей к уменьшению нормальной компоненты скорости до нуля, последующего ускорения в волне в обратном направлении от поверхности и, наконец, снова прямолинейного участка в вакууме. Причем

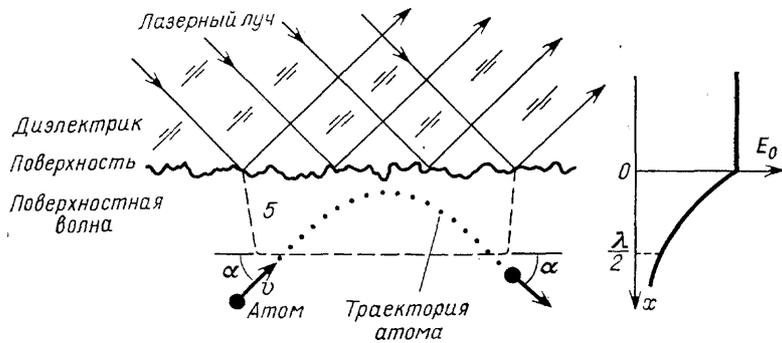


Рис. 7. Атомное зеркало. Лазерный луч испытывает полное внутреннее отражение от внутренней поверхности кварцевой пластинки, образуя очень тонкую поверхностную световую волну λ вне пластинки. Громадный градиент интенсивности поверхностной волны образует градиентную силу, достаточно сильную для того, чтобы повернуть траектории приближающихся к поверхности атомов

оказывается, что угол падения атома на зеркало равен углу отражения. Зеркальный закон отражения выполняется только для атомов, поперечная скорость которого не превышает некоторую максимальную скорость. Последняя определяется из условия равенства кинетической энергии поперечного движения атома высоте потенциального барьера поверхностной волны и равна: $v_{\max}^{\perp} = 2u_{\text{gr}}(0)/M)^{1/2}$, где $u_{\text{gr}}(0)$ —высота потенциального барьера поверхностной волны. Если поперечная скорость атома больше v_{\max}^{\perp} , то атом достигает поверхности диэлектрика и уже отражается от нее диффузно. Для типичных параметров непрерывного лазерного излучения с мощностью $P = 1$ Вт и, например, атома натрия с теп-

ловой скоростью $\bar{v}=6\cdot 10^4$ см/с максимальная поперечная скорость $v_{\max}^{\perp}=5\cdot 10^2$ см/с и, соответственно, максимальный угол отражения $\alpha_{\max}=10^{-2}$ рад. При использовании замедленных лазерным излучением пучков или импульсных лазеров на красителе ограничений на максимальный угол падения уже нет, возможно отражение даже при нормальном падении пучка на атомное зеркало.

Впервые отражение от атомного зеркала наблюдалось в работе [34]. Эксперимент был осуществлен с атомами натрия. Атомное зеркало представляло собой плоскопараллельную пластину из плавленного кварца, в которую через боковую скошенную поверхность вводилось лазерное излучение. Для увеличения поверхности атомного зеркала использовалось многократное полное внутреннее отражение лазерного луча. Слева на рис. 8 показано расположение контрольного, падающего и отраженных

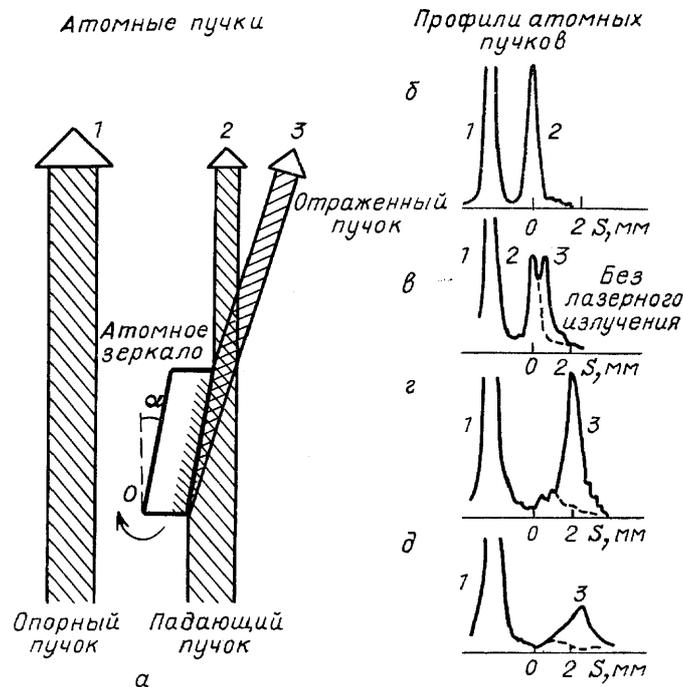


Рис. 8. Отражение атомных пучков. Атомное зеркало (а), подобное изображенному на рис. 7, было использовано для отражения атомного пучка. Это зеркало может быть наклонено по отношению к атомному пучку. Когда зеркало не перекрывает пучок (б), профиль пучка (справа) имеет два пика, соответствующих опорному пучку (1) и невозмущенному пучку (2). Наклоном зеркала можно частично перекрыть атомный пучок, и тогда появляется пик (3), соответствующий зеркально отраженным атомам (в). При дальнейшем наклоне зеркала (г) можно полностью перекрыть атомный пучок и наблюдать отраженный пучок. При очень сильном наклоне, когда нормальная к поверхности скорость атомов слишком велика, коэффициент отражения падает (д)

атомных пучков по отношению к атомному зеркалу и соответствующие регистрируемые профили атомных пучков. Когда атомное зеркало параллельно оси пучка и атомы пролетают мимо зеркала, регистрируются только контрольный (пик 1) и падающий (пик 2) атомные пучки (справа на рис. 8, б). Если зеркало наклонить, так чтобы оно перекрывало атомный пучок, то наблюдается его отражение (пик 3). При дальнейшем увеличении угла наклона угол отражения тоже увеличивается, но число отраженных атомов падает, так как часть атомов достигает поверхности зеркала и отражаются диффузно. Максимальный угол отражения, на-

блюдавшийся в эксперименте, составлял около 4 градусов. При этом коэффициент отражения зеркала приближался к 100%.

Другим замечательным свойством атомного зеркала является его способность отражать атомы селективно по квантовым состояниям. Такая селективность возникает из дисперсионного характера зависимости градиентной силы от частоты лазерного излучения: при положительной расстройке частоты лазерного поля по отношению к частоте поглощения атома градиентная сила отталкивает атомы от поверхности, при отрицательной — притягивает к поверхности, после чего атомы диффузно рассеиваются. Представим себе, что на атомное зеркало падает пучок, в котором атомы распределены по нескольким подуровням основного состояния. Тогда атомы, оказавшиеся на подуровне, для которого частота перехода в возбужденное состояние меньше частоты лазера, отражаются от атомного зеркала, остальные атомы рассеиваются диффузно. В отраженном пучке, таким образом, будут присутствовать только атомы, находящиеся в одном квантовом состоянии. В эксперименте [35] наблюдалось селективное отражение атомов на двух, подуровнях сверхтонкого расщепления основного состояния атома натрия. Отношение коэффициентов отражения на подуровнях $F=2$ и $F=1$ (селективность отражения) было не менее 100.

Отметим, что подобное селективное отражение можно ожидать и для молекул. В этом случае открывается возможность для получения и спектроскопии пучка молекул в одном заданном колебательно-вращательном состоянии.

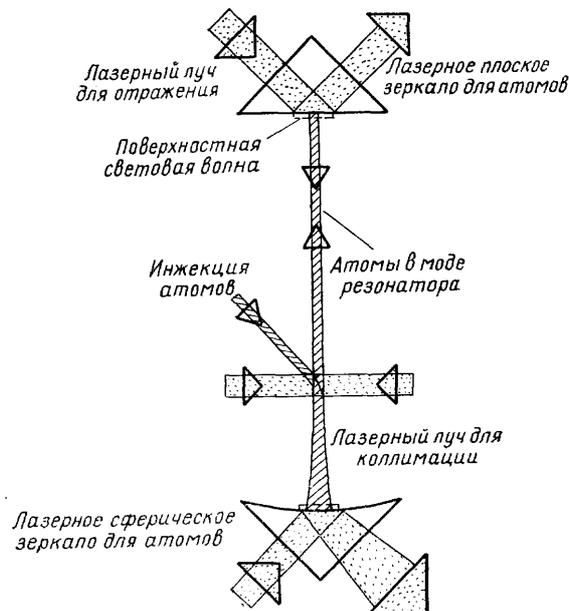


Рис. 9. Резонатор для атомов, образуемый плоским и сферическим лазерно-индуцированными зеркалами

Отметим также возможность создания сферических атомных зеркал и на их основе резонаторов для атомных волн де Бройля [36, 37]. На рис. 9 показана одна из возможных конфигураций атомного резонатора. Его схема аналогична оптическому резонатору с заменой материальных зеркал на светоиндуцированные зеркала. Возможным механизмом инжекции атомов в такой резонатор является ввод атомов из внешнего источника с использованием лазерной коллимации вводимого атомного пучка (рис. 9). Максимальная стационарная плотность атомов в резо-

наторе будет определяться скоростью инжекции атомов в резонатор и временем жизни атома в резонаторе. Одним из основных параметров, характеризующих световое поле в обычном световом резонаторе, является величина вырождения, равная количеству фотонов в моде резонатора. Для излучения лазера параметр вырождения весьма велик. Оценки показывают [36, 37], что реализация светоподобного резонатора для атомных волн де Бройля принципиально позволяет достигнуть высокого вырождения атомных волн при сравнительно небольшой плотности атомов (около 10^9 ат/см³) и умеренной скорости их инжекции в резонатор (около 10^3 ат/с). Однако инжектировать надо атомы в узком телесном угле и с достаточно высокой степенью монохроматичности скорости $v/\Delta v$, когда длина продольной когерентности атомной волны

$$l_{\text{ког}} \approx \lambda_{\text{Б}} \frac{v}{\Delta v} \quad (6)$$

(где $\lambda_{\text{Б}}$ — длина волны де Бройля) гораздо больше размера атома. Например, при $\lambda_{\text{Б}} = \lambda(v_{\text{отд}}/v) = 2\pi\hbar/Mv \approx 1 \text{ \AA}$ и $\Delta v/v \approx 10^{-3}$ длина когерентности атомной волны $l_{\text{ког}} \approx 1000 \text{ \AA}$. В сочетании с малой расходимостью атомного пучка именно большой размер $l_{\text{ког}}$ принципиально позволяет достигнуть вырождения атомов в резонаторе при умеренной их плотности.

7. Заключение. Несмотря на то, что сделаны по существу только первые эксперименты по воздействию на движение атомов, тем не менее уже сейчас можно сказать, что в руках исследователей появился принципиально новый метод контроля различных параметров атомных пучков. С дальнейшим развитием лазерной техники возможно не только совершенствование основных рассмотренных элементов оптики нейтральных атомных пучков, но и переход к молекулярным пучкам. Уже сейчас ясны некоторые возможные применения оптики нейтральных атомных пучков. Коллимация атомных пучков позволяет изменять пространственные параметры атомных пучков, улучшать их расходимость, повышать плотность атомов в фазовом пространстве, причем все эти воздействия можно осуществлять с изотопической селективностью для элементов таблицы Менделеева. Наиболее интересное применение фокусировки атомных пучков, помимо повышения плотности атомов, это возможность создания атомного сканирующего микроскопа. Нетрудно представить себе схему такого микроскопа, она может быть аналогичной электронному растровому просвечивающему или отражательному микроскопу. Рассеянные или отраженные атомы можно регистрировать хорошо разработанными лазерными методами детектирования единичных атомов.

Атомные зеркала можно использовать в качестве высокоскоростных дефлекторов, модуляторов и затворов для нейтральных атомных пучков, а также для создания ловушек для ультрахолодных атомов. Атомные вогнутые зеркала можно использовать в качестве элементов атомного микроскопа, поскольку из-за малого времени взаимодействия атомов с лазерным излучением импульсная диффузия не препятствует фокусировке пучков в размеры, сравнимые с длиной волны де Бройля. Остро сфокусированные атомные пучки в пятно с размерами в несколько \AA позволят наблюдать столкновение атомов друг с другом, исследовать рассеяние их друг на друге при весьма контролируемых условиях. Особенно интересно будет распространение этого метода на молекулярные пучки, так как это позволит глубже проникнуть в динамику взаимодействия молекул.

В этой статье мы ограничились в основном обсуждением новых возможностей лазерной «геометрической» оптики атомных пучков. Исключениями были случаи глубокой фокусировки атомных волн де Бройля,

когда учет их дифракции принципиален, и атомного резонатора с лазерно-индуцированными зеркалами, в котором интерферируют атомные волны. Естественно, следующим шагом является развитие «волновой» лазерной оптики атомных пучков, где главную роль играют эффекты дифракции и интерференции атомных волн. В этом направлении уже выполнено несколько экспериментов [38—41] по дифракции и интерференции атомов, и можно предвидеть получение интересных и неожиданных результатов.

Мы благодарим сотрудников Института спектроскопии АН СССР В. Г. Миногина, Ю. Б. Овчинникова и А. И. Сидорова за полезные замечания и обсуждения во время написания этой статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Maxwell J. C. A Treatise on Electricity and Magnetism. Art. 792—3rd ed— 1897; Reprint: New York: Dover Publications.— 1954.*
2. *Lebedev P.//Ann. d. Phys. 1961. Bd 6. S. 433.*
3. *Nichols E. F, Hull G. F.//Phys. Rev. 1903. V. 17. Pp. 26, 91.*
4. *Lebedev P.//Ann. d. Phys. 1910. Bd 32. S. 411.*
5. *Einstein A.//Zs. Phys. 1909. Bd 10. S. 185.*
6. *Frisch O.//Zs. Phys. 1933. V. 86. P. 42.*
7. *Летохов В. С.//Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 348.*
8. *Ashkin A, Dziedzic J. L.//Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. P. 283.*
9. *Hänsch T. W., Shcaulow A.L.//Opt. Commun. 1975. V. 13. P. 68.*
10. *Wineland D. J., Dehmelt H.//Nature. 1976. V. 262. P. 777.*
- [11] *Letokhov V. S., Minogin V. G., Pavlik B. O.//Opt. Commun. 1976. V. 19. P. 72.*
12. *Bjorkholm J. E., Freeman R. E., Ashkin A., Pearson D. B.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1361.*
13. *Балыкин В. И., Летохов В. С., Мишин В. И.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 614.*
14. *Андреев С. А., Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г.//Ibidem. 1981. Т. 34. С. 463.*
15. *Phillips W. P., Metcalf H.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 596.*
16. *Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 614.*
17. *Chu S., Hollberg L., Bjorkholm J., Cable A., Ashkin A.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 48.*
18. *Балыкин В. И., Летохов В. С., Сидоров А.И.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 251.*
19. *Ertmer W, Blatt R., Hall J., Zhu M.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 996.*
20. *Migdall A. L., Prodan I. V., Phillips W. P., Bargeman T. H., Metcalf//Ibidem. V. 54, P. 2596.*
- [21] *Chu S, Bjorkholm J., Ashkin A., Cable A.//Ibidem. 1986. V. 57. P. 314.*
22. *Ashkin A.//Science. 1980. V. 210. P. 1081:*
Kazantsev A. P., Ryabenko G. A., Surdutovich G. I., Yakovlev V. P. //Phys. Rep. 1985. V. 129. P. 75.
Mechanical Effects of Light.— Special Issue No. 2. of J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1985.
Stenholm S.//Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. P. 699.
Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. — М.: Наука, 1986.
23. *Аскарьян Г. А. //ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1567.*
24. *Казанцев А.П.//ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1599.*
Minogin V. G., Serimaа O. T. //Opt. Commun. 1979. V. 30. P. 373.
25. *Dalibard J., Cohen-Tannoudji C.//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1985. V. 2. P. 1707.*
26. *Балыкин В. И., Летохов В. С., Сидоров А. Я.//Письма ЖЭТФ 1984 Т. 40. С.251.*
Balykin V. I., Sidorov A.//Appl. Phys. Ser. B. 1987. V. 42. P. 51.
27. *Salomon C., Dalibard J., Aspect A., Mefcalf H., Cohen-Tannoudji C.//Phvs. Rev Lett. 1987. V. 59. P. 1659.*
28. *Balykin V. I, Leiokhov V. S., Zueva T. V.//Appl. Phys. Ser. B. 1984. V. 35. P. 149.*
29. *Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D. B.//Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 99.*
30. *Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D.B.//Opt. Lett. 1980. V 5 P. 111.*
- [31] *Балыкин В. И., Летохов В. С., Сидоров А. Я.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 172.*
Balykin V.I., Letokhov V. S., Sidorov A. I., Ovchinnikov Yu. B.//J. Mol. Opt 1988. V. 35. P. 17.
32. *Balykin V. I, Leiokhov V. S.//Opt. Commun. 1987. V. 64. P. 151; ЖЭТФ, 1988. Т. 94. С. 140.*

33. *Cook R. J., Hill R. K.*//Opt. Commun. **1982**. V. 43. P. 258.
34. *Балыкин В. И., Летохов В. С., Овчинников Ю. Б., Сидоров А. Я.*//Письма ЖЭТФ. **1987**. Т. 46. С. 282.
35. *Balykhin V. I., Letokhov V. S., Ovchinnikov Yu. B., Sidorov A.*//Phys. Rev. Lett. **1988**. V. 23. P. 2137.
36. *Balykin V. I.; Letokhov V. S., Minogin V. G.*//Proc. of the Intern. Symposium «Physics of Cooling and Trapping of Low-Energy Particles». — Stockholm, 1987//Phys. Spectra. 1988. V. 22. P. 119.
37. *Balykin V. I., Letokhov V. S.*//Appl. Phys. Ser. B. **1989**. V. 48. P. 517.
38. *Дубецкий Б. Я.; Казанцев А. П., Чеботаев В. Р., Яковлев В. П.*//Письма ЖЭТФ. **1984**. Т. 39. С. 531.
39. *Kazantzev A. P., Smirnov V. S., Surdutovich G. I., Chudesnikou D. O., Yakovlev V. P.*//JOSA. Ser. B. **1985**. V. 2. P. 1731.
40. *Chebotayev V. P., Dubetzky B. Ya., Kazantzev A. P., Yakovlev V. A.*//Ibidem. P. 1805.
- [41] *Gould P. L., Ruff G. A., Pritchard D. E.*//Phys. Rev. Lett. **1986**. V. 56. P. 827.