

УДК 539 188

Р. Г. Унанян

Резонансное туннелирование атомов через лазерное поле

(Представлено академиком АН Армении М. Л. Тер-Микаеляном 17/1 1991)

В 1962 г. Г. А. Аскарян ⁽¹⁾ предсказал возможность воздействия неоднородного светового поля на движение атомов. В работе ⁽²⁾ предложен использовать градиент лазерного поля для отражения атомов, а в ⁽³⁾ продемонстрировано почти 100%-ное отражение атомного пучка от градиента лазерного поля.

Хорошо известно, что при резонансном взаимодействии лазерного поля с двухуровневым атомом на атом с $\Delta > 0$ ($\Delta = \omega - \omega_0$ расстройка лазерной частоты ω относительно атомного перехода ω_0) действует дипольный потенциал отталкивания ⁽⁴⁾

$$U(x) = \frac{(\vec{d}\vec{\mathcal{E}}_0)^2}{4\hbar^2\Delta} \quad (1)$$

где \vec{d} — дипольный матричный элемент, $\vec{\mathcal{E}}_0$ — напряженность лазерного поля. Формула (1) справедлива при относительно слабых полях,

когда $\vec{d}\vec{\mathcal{E}}_0 \ll \hbar\Delta$ и $\Delta \gg A$, где $A = \frac{4\omega_0^2\vec{d}^2}{3\hbar c^3}$ — скорость атомного перехода.

В данной работе рассматриваются эффекты отражения атомного пучка от дипольного потенциала U .

В приближении ВКБ проникаемость одногорбого потенциального барьера экспоненциально мала. Однако туннельная прозрачность резко возрастает для двугорбого потенциала (рисунок) при существовании в нем виртуальных состояний, даже если каждый из горбов в отдельности слабопроницаем.

Рассмотрим пучок атомов с энергией $E < U_{\max}$, распространяющийся вдоль x слева направо (рисунок), пересекающийся с лазерным излучением, распространяющимся в положительном на-

* \hbar — постоянная Планка с чертой.

направлении оси z Задача резонансного туннелирования через виртуальный уровень очень подробно рассмотрена в книге Д. Бома (5). Для двугорбого потенциала, изображенного на рисунке, в котором одномерные потенциальные барьеры имеют одинаковую высоту U_{max} и ширину, коэффициент прохождения атома при энергии E , совпадающей с одним из квазиуровней E_n , имеет Брейт-Вигнеровскую форму $T(E) = \Gamma_n^2 / [(E - E_n)^2 + \Gamma_n^2]$, где Γ_n — ширина квазистационарного состояния (6). Отметим, что лазерное поле в поперечной моде TEM_{01} создает такой двугорбый потенциал. Для одномерного случая интенсивность в моде TEM_{01} можно представить в следующем виде:

$$I(x) = I_0 \frac{2x^2}{W^2} \exp\left(-\frac{2x^2}{W^2}\right),$$

где I_0 — полная интенсивность, W — пространственная ширина лазерного луча.

Отсюда для такого лазерного поля потенциал имеет следующий вид:

$$U(x) = \frac{M\Omega_0^2}{2} x^2 \exp\left(-\frac{2x^2}{W^2}\right), \quad \Omega_0^2 = \frac{d^2 \mathcal{E}_0}{h\Delta} \frac{1}{MW^2}, \quad (2)$$

где M — масса атома, а \mathcal{E}_0 — напряженность лазерного поля, измеряемая в В/см; она связана с интенсивностью I_0 , измеряемой в Вт/см² соотношением: $\mathcal{E}_0 \approx 27 \sqrt{I_0}$.

Перейдем теперь к вычислению параметров резонансного туннелирования (E_n и Γ_n) атома через лазерное поле. Для получения аналитических выражений этих параметров достаточно потенциал $U(x)$ представить в параболическом виде:

$$U(x) \approx \begin{cases} \frac{M\Omega_0^2}{4e} W^2 - \frac{M\Omega_0^2}{e} \left(x \pm \frac{W}{\sqrt{2}}\right), & x \approx \pm \frac{W}{\sqrt{2}} \\ \frac{M\Omega_0^2}{2} x^2, & |x| \ll W. \end{cases} \quad (3)$$

Энергетический спектр виртуальных состояний атома внутри потенциального барьера близок к спектру гармонического осциллятора $E_n \approx h\Omega_0 \left(n + \frac{1}{2}\right)$, $n = 0, 1, 2, \dots$, так как вероятность туннелирования атома мала ($kW \gg 1$, где k — волновое число атома). Ширина основного состояния Γ_0 , соответствующая потенциалу (3), имеет вид

$$\Gamma_0 \approx \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \exp\left[-\pi \sqrt{\frac{e}{2}} \left(\frac{k^2 W^2}{2} - 1\right)\right], \quad (4)$$

Для наблюдения резонансного туннелирования атомов через лазерное поле необходимо учесть влияние конечной разрешающей способности, с которой имеют дело на опыте. Это связано с двумя основными эффектами: во-первых, падающие атомы не бывают идеально моноэнергетическими и, во-вторых, необходимо создать стабильный градиент лазерного потенциала в моде $TEM_{0,1}^*$, сфокусированной в размер порядка длины волны света. Для того чтобы оценить первый эффект, мы будем считать, что распределение падающих атомов по энергиям описывается функцией, которая постоянна в энергетическом интервале ΔE около средней энергии E_0 и равна нулю вне этого интервала. Экспериментально наблюдаемая пропускная способность барьера $T_s(E_0)$ получается усреднением $T(E)$ в интервале ΔE . Тогда экспериментально наблюдаемая высота резонансного пика оказывается в двух предельных случаях равной

$$T_s(E_0) \approx \begin{cases} N_0 & \text{при } \Delta E \ll \Gamma_0, \\ \frac{\pi \Gamma_0}{\Delta E} N_0 & \text{при } \Delta E \gg \Gamma_0, \end{cases}$$

где N_0 — интегральный поток атомного пучка (атом/с). Наблюдаются только те резонансы, для которых величина $T_s(E_0)$ (число атомов в единицу времени) превосходит точность измерений числа атомов.

В настоящее время уже экспериментально получают ультрахолодные атомные пучки ($T \sim 10^{-6}$ К) со средней энергией $E_0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$, $k \sim 10^7$ см $^{-1}$, и шириной $\Delta E < E_0$ (6).

Таким образом, если имеются ультрахолодный атомный пучок и хорошо сфокусированный лазерный пучок со следующими параметрами: $Wk \sim 5$, $M \sim 10^{-23}$ Г $_0$, $\mathcal{E}_0 \sim 50$ В/см, $\Delta \sim 10^{10}$ с $^{-1}$, $N_0 \sim 10^6$ атом/с, то это явление можно наблюдать.

Резонансное туннелирование можно использовать для селекции атомов по скоростям. Это означает, что при достаточно большом времени взаимодействия двухуровневых атомов с лазерным излучением в прошедшем атомном пучке останутся те атомы, скорости которых близки к резонансной скорости прохождения $v = \frac{\hbar k}{M}$ с точ-

ностью $\pm \sqrt{\frac{2\Gamma_0}{M}}$.

Автор благодарит академика АН Армении М. Л. Тер-Микаеляна за полезные обсуждения.

Институт физических исследований Академии наук Армении

Ատոմների ռեզոնանսային քունելային անցումը լազերային դաշտի միջով

Հողվածում քննարկվում է գերսառեցված ատոմների ($T \sim 10^{-6}$ K) ռեզոնանսային քունելային անցումը լազերային փնջի միջով: Ցույց է տրված, որ որոշակի էներգիա ունենալու դեպքում ատոմները հավաստիորեն կարող են անցնել լազերային փնջի միջով: Այս երևույթը դիսուբլու համար անհրաժեշտ են գերսառեցված ատոմներ և իդեալական ֆոկուսացված լազերային ճառագայթ: Այս աշխատանքում ցույց է տրված նաև, որ լազերային դաշտի օգնությամբ կարելի է գերսառեցված ատոմային փնջից առանձնադնել խիստ որոշակի արագությամբ ատոմներ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1 Г. А. Асхарян ЖЭТФ, т. 42, с. 1567 (1962) 2 R. J. Cook, R. K. Hill. Opt. Comm., v. 43, p. 258 (1982). 3 В. И. Балыкин, В. С. Летохов, Ю. Б. Овчинников и др. Письма в ЖЭТФ 45, с. 282 (1987). 4 В. Г. Миногин, В. С. Летохов, Давление лазерного излучения на атомы, Наука, М., 1986. 5 Д. Бом, Квантовая теория, Наука, М., 1965. 6 JOSA (специальный выпуск. Лазерное охлаждение и пленение атомов), т. 6, № 11 (1989).