Институт физики им.Л.В.Киренского
С О А Н С С С Р

Препринт ИФСО-117Ф

А.К.Попов, А.М.Шалагин, В.М.Шалаев, В.З.Яхнин

СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ДИФФУЗИЯ ГАЗОВ В ПОЛЕ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Красноярск, 1979

055(02)5

УДК 535.375.5

Показано, что светоиндуцированная диффузия газов может эффективно происходить и в поле немонохроматического излучения. Более того, диффузионные потоки при этом могут даже возрастать. Сделанный вывод существенно расширяет возможности экспериментального исследования и применения этого нового физического эффекта.

Ответственный за выпуск В.М.Шалаев

Недавно в работе [1] было предсказано, а в [2] экспериментально наблюдалось появление макроскопического диффузионного потока поглощающих атомов в среде буферного газа в поле монохроматической волны лазерного излучения. Наблюдалось изменение направления потока при изменении знака отстройки частоты излучения относительно атомного резонанса. Явление имеет широкие приложения для физики селективного воздействия излучения на вещество и для исследования процессов атомных и молекулярных столкновений.

В данной работе исследованы возможности осуществления светоиндуцированной диффузии (СИД) в поле немонохроматического излучения (НМИ). В результате исследования сделан важный вывод о преимуществах использования НМИ, что существенно расширяет возможности изучения и использования СИД.

Сущность явления СИД состоит в следующем. Бегущая волна монохроматического излучения (МИ), резонансно взаимодействуя с газом, возбуждает лишь атомы с определенными скоростями, зависящими от величины и знака расстройки частоты излучения относительно атомного резонанса. В результате, в поглощающей среде возникают разнонаправленные потоки возбужденных и невозбужденных атомов, компенсирующие друг друга. Поскольку транспортные сечения столкновений для возбужденных и невозбужденных атомов различны, то в среде буферного газа компенсация потоков нарушается, и возникает макроскопический поток газа как целого.

Исследуем явление СИД в поле НМИ. Это излучение представим в виде набора независимых мод с разностью частот Δ , полушириной спектра δ и распределением квадратов амплитуд по лоренцеву закону:

$$E=\sum_s E_s \exp[-i(\omega_s t-kz)],\quad E_s^2=E_0^2\frac{\delta^2/\pi}{\delta^2+(s\Delta)^2},\quad \omega_s=\omega_0+\Delta s. \qquad (I)$$

Можно показать, что стационарный поток поглощающих частиц как целого $\vec{J}$ выражается через поток частиц на верхнем энергетическом уровне $\vec{j}_m$ следующим образом:

$$\vec{J} = \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \vec{j}_m \quad \text{, где} \quad \vec{j}_m = \int \vec{v} \rho_{mn}(\vec{v}) \, d\vec{v}, \qquad (2)$$

ν_m и ν_n - частоты столкновений с буферным газом соответственно на верхнем и нижнем энергетических уровнях, $\vec{v}$ - скорость движения поглощающих атомов, ρ - матрица плотности.

Решение системы уравнений для ρ_{ij} $(i,j = m,n)$ с использованием излучения в виде (I) и модели сильных максвеллизующих столкновений с буферным газом приводит к следующему результату для проекции потока на ось z.

$$J = \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_m + \nu_m} q \cdot u N \text{, где} \quad q = \int \frac{dx \cdot x \exp\left[-\left(\frac{x}{ku}\right)^2\right]}{2\sqrt{\pi}\,(ku)^2} \frac{K}{1+K} \qquad (3)$$

$$K = \sum_s \frac{4|G_s|^2 \Gamma/\Gamma_m}{\Gamma^2 + (\Omega' + s\Delta)^2}, \quad G_s = -\frac{\vec{E}_s \vec{d}_{mn}}{2\hbar}, \quad \Omega' = \Omega - \vec{K}\vec{v} = \omega_0 - \omega_{mn} - \vec{K}\vec{v}$$

N - концентрация поглощающих атомов; u - их тепловая скорость; Γ_m - радиационная ширина уровня m ; d_{mn} и Γ - матричный элемент и однородная ширина перехода $n-m$.

Полагая $\Delta \ll \Gamma$ и переходя от суммирования по s к интегрированию, рассмотрим следующие предельные случаи.

I. При $\delta \gg \Gamma$, $\delta\sqrt{1+æ} \gg ku$, для произвольных значений Γ/ku получаем:

$$q = \frac{\sqrt{\pi}\, æ\, ku\, \delta^2 \Omega}{[(1+æ)\delta^2 + \Omega^2]^2} \text{, где} \quad æ = \frac{8\pi |d_{mn}|^2}{c \Gamma_m \hbar^2 \delta} \bar{I}, \quad \bar{I} = \frac{c\delta}{8\pi\Delta} E_0^2, \qquad (4)$$

$\bar{I}$ - интегральная интенсивность излучения.

2. При $\Gamma \gg \delta$, $\Gamma\sqrt{1+æ} \gg ku$ для произвольных значений δ/ku функция q описывается выражением (4), в котором везде

(включая $æ$) следует сделать замену $\delta \to \Gamma$

3. $$q = \frac{\sqrt{\pi}\, æ\, \delta\, \Omega}{\sqrt{1+æ}\,(ku)^2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{ku}\right)^2\right] \text{ при } \Gamma \ll \delta, \; \delta\sqrt{1+æ} \ll ku \qquad (5)$$

4. При $\delta \ll \Gamma$, $\Gamma\sqrt{1+æ} \ll ku$ функция q описывается выражением (5), в котором везде (включая $æ$) следует сделать замену $\delta \to \Gamma$.

Из сопоставления и анализа полученн..х результатов вытекают следующие выводы.

При $\delta, \Gamma \ll ku$ в слабых полях накачки ($æ \ll$ I) величина потока $\vec{J}$ не зависит от спектральной ширины накачки и растет линейно с ростом $\bar{I}$. При некоторых значениях интенсивности линейный рост переходит в корневой, затем достигается максимум потока СИД, после чего величина $\vec{J}$ начинает убывать. Для НМИ линейное возрастание сохраняется до более высоких значений интенсивности, а максимум $\vec{J}$ достигается при значениях $\bar{I}$ в δ/Γ раз меньше по сравнению с МИ. Максимумы потоков в обоих случаях приблизительно одинаковы.

Оптимальные спектральные ширины излучения соответствуют значениям $\delta\sqrt{1+æ} \sim ku$. Вплоть до значений $\delta \sim ku$ интегральные интенсивности НМИ целесообразно увеличивать за счет увеличения δ.

При фиксированных значениях $\bar{I}$ одних и тех же значений параметра q можно достичь как за счет увеличения δ (для НМИ), так и за счет увеличения Γ (для МИ). Однако получение больших потоков СИД с помощью монохроматического излучения достичь труднее. Это связано с тем, что увеличение однородной ширины Γ при столкновениях одновременно сопровождается превышением частоты столкновений ν_m над оптимальным значением $\nu_m \gtrsim \Gamma_m$, и, следовательно, уменьшением параметра $\Gamma_m(\Gamma_m + \nu_m)^{-1}$. Иными словами, выигрыш состоит в том, что НМИ позволяет вовлекать в процесс СИД значительный пакет скоростей, не уменьшая при этом излишне длины свободных пробегов поглощающих частиц.

Оптимальные значения Ω соответствуют $\Omega \simeq \pm\delta\sqrt{(1+\varkappa)/3}$ для случая I, $\Omega \simeq \pm\Gamma\sqrt{(1+\varkappa)/3}$ для случая 2 и $\Omega \simeq \pm ku$ во всех остальных случаях.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что наибольших потоков СИД можно достичь при использовании НМИ, причем в оптимальных случаях потоки могут быть соизмеримы со значениями $J \simeq uN$. Важно подчеркнуть, что для МИ в случае однородного уширения $\Gamma \gg ku$ такие потоки вообще недостижимы, а в случае неоднородного уширения $\Gamma \ll ku$ для их достижения требуются существенно большие (в δ/Γ раз) интенсивности, чем при использовании НМИ.

Оценки показывают, что при значениях $\delta = 0{,}1$ см$^{-1}$, $\Gamma_m = 10^8$ см$^{-1}$, $|d_{mn}| = 5 \cdot 10^{-18}$ ед.СГСЭ оптимальные значения $\varkappa \simeq 1$ достигаются при $I = 1$ Вт/см^2. Для капилляров диаметром порядка 10^{-2} см это соответствует мощностям $P = 10^{-4}$ Вт.

Авторы благодарят С.Н.Атутова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 29, 773, 1979.
2. В.Л.Анцыгин, С.Н.Атутов, Ф.Х.Гельмуханов, Г.Г.Телегин, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 30, в.5, 262-265, 1979.

660036, г.Красноярск, Академгородок
Институт физики им.Л.В.Киренского СО АН СССР
Заказ № 638 Объем п.л. 0,18 Тираж 250
Подписано к печати 22.11.79 АЛ0 5221