

СПЕКТРАЛЬНЫЕ АНОМАЛИИ В ЭФФЕКТЕ ДИФфуЗИОННОГО ВТЯГИВАНИЯ (ВЫТАЛКИВАНИЯ) ЧАСТИЦ В СВЕТОВОЙ ПУЧОК

Ф.Х.Гельмуханов

Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения РАН
630090, Новосибирск

Поступила в редакцию 8 января 1992 г.

Предсказана аномально сильная зависимость спектральной формы сигнала в эффекте диффузионного вытягивания (выталкивания) частиц в световой пучок от потенциала взаимодействия между частицами.

Коэффициенты диффузии возбужденных (m) и невозбужденных (n) частиц могут значительно отличаться друг от друга. Это обстоятельство приводит к целому классу новых газокинетических эффектов в поле лазерного излучения¹, в частности, к эффекту светоиндуцированного диффузионного вытягивания или выталкивания частиц в световой пучок (СДВ)². В настоящее время эффект СДВ зарегистрирован и детально изучен в экспериментах с парами натрия в атмосфере различных буферных газов^{3,4}. Суть этого эффекта заключается в следующем. Интенсивность лазерного излучения пространственно неоднородна в поперечном к волновому вектору излучения (\vec{k}) направлении или в продольном направлении, если велико фотопоглощение. Благодаря изменению коэффициента диффузии частиц при их оптическом возбуждении, поглощающие частицы вытягиваются или выталкиваются в область повышенной интенсивности излучения. Пространственное распределение индуцированной излучением неравновесной добавки $\delta\rho$ к плотности поглощающих частиц копирует пространственное распределение интенсивности излучения. Существующая к настоящему времени теория эффекта СДВ^{1,2} утверждает, что спектральная зависимость сигнала СДВ $\delta\rho$ совпадает с формой линии поглощения.

В настоящей работе будет показано, что спектральная зависимость сигнала СДВ может качественно отличаться от формы линии поглощения, а именно, в частотной зависимости $\delta\rho$ может формироваться провал вблизи центра линии поглощения. Более того, $\delta\rho$ становится знакопеременной функцией частоты излучения.

Эволюция поглощающего излучение ($\vec{E} \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r}) + \text{к.с.}$) газа описывается известными кинетическими уравнениями¹:

$$(\Gamma_m + \vec{v}\vec{\nabla})\rho_m(\vec{v}) = S_m(\vec{v}) + \frac{\Gamma_m}{2} \kappa(\vec{v})(\rho(\vec{v}) - 2\rho_m(\vec{v})),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}\vec{\nabla}\right)\rho(\vec{v}) = S_m(\vec{v}) + S_n(\vec{v}), \quad \rho(\vec{v}) = \rho_m(\vec{v}) + \rho_n(\vec{v}), \quad (1)$$

где $\rho_i(\vec{v})$ - распределение по скоростям поглощающих частиц, находящихся в состоянии i ($= m, n$); $S_i(\vec{v})$ - соответствующий интеграл столкновений; Γ_m - константа релаксации возбужденного состояния. В экспериментах по эффекту СДВ^{3,4} поперечный размер ячейки с газом значительно превышает радиус поперечного сечения светового пучка, а однородная полуширина линии поглощения $\Gamma(v)$ велика по сравнению с доплеровским уширением $k\bar{v}$, что позволяет не принимать во внимание эффект светоиндуцированного дрейфа

(СИД) ⁶. Здесь \bar{v} - среднетепловая скорость. В силу $\Gamma(v) \gg k\bar{v}$ в параметрах насыщения $\kappa(\bar{v})$ можно пренебречь эффектом Доплера

$$\kappa(\bar{v}) \approx \kappa(v) = \frac{4|G|^2\Gamma(v)}{\Gamma_m(\Gamma^2(v) + (\Omega - \Delta(v))^2)}, \quad (2)$$

где $G = Ed_{mn}/2\hbar$ - частота Раби; d_{mn} - дипольный момент перехода $m-n$; $\Omega = \omega - \omega_{mn}$ - отстройка частоты излучения ω от резонансной частоты ω_{mn} . Столкновительный сдвиг $\Delta(v)$ линии поглощения может иметь тот же порядок величины, что и ударное уширение $\Gamma(v)$. Например, $\Delta(v)/\Gamma(v) = \text{tg}(\pi/\tau - 1)$ для степенного потенциала $r^{-\tau}$ ⁶ 1).

Мы приведем здесь точное стационарное решение уравнений (1) в пределе большой транспортной частоты столкновений ($\nu_m \gg \Gamma_m$) и слабого поля ($\kappa \ll 1$) для газа Лоренца: $M \ll M_b$, $\rho \ll \rho_b$, где M и M_b - массы поглощающей и буферной частиц, ρ и ρ_b - их концентрации. Решив, следуя ⁶, уравнения (1), (2) можно убедиться в том, что пространственное распределение концентрации поглощающих частиц копирует вслед за параметром насыщения (2) пространственное распределение интенсивности излучения ($\propto |G|^2$)

$$\frac{\delta\rho}{\rho_0} = \frac{\int_0^\infty dv \frac{v^4}{\nu_n(v)} e^{-v^2/v^2} \left(\frac{\nu_m(v) - \nu_n(v)}{\nu_m(v)} \right) \frac{\kappa(v)}{2}}{\int_0^\infty dv \frac{v^4}{\nu_n(v)} e^{-v^2/v^2}}. \quad (3)$$

Постоянная ρ_0 имеет смысл концентрации поглощающих частиц вне светового пучка. Из (2) и (3) видно, что частотная зависимость сигнала СДВ $\delta\rho$ совпадает с формой линии поглощения $\Gamma/(\Gamma^2 + (\Omega - \Delta)^2)$, если ударное уширение $\Gamma(v)$ и столкновительный сдвиг $\Delta(v)$ не зависят от скорости. В противном же случае форма сигнала СДВ (3) может значительно отличаться от лоренцевской, если относительная разность $\alpha(v) = (\nu_m(v) - \nu_n(v))/\nu_m(v)$ транспортных частот столкновений $\nu_m(v)$ и $\nu_n(v)$ является знакопеременной функцией скорости. Знакопеременный характер $\alpha(v)$ подтверждают две точно решаемые и достаточно общие модели Леннарда-Джонса и Сазерленда ⁸. Здесь мы приведем результаты исследований (3) для более простой модели Сазерленда. В этой модели молекулы представляют собой гладкие, жесткие, упругие сферы с радиусом a , окруженные слабыми полями притяжения $-\epsilon(a'/r)^r$. Для модели Сазерленда транспортная частота $\nu_i(v)$ и сечение $\sigma_i(v)$, ударное уширение и сдвиг линии поглощения следующим образом зависят от безразмерной скорости $t = v/\bar{v}$:

$$\nu_i(v) = \rho_b v \sigma_i(v), \quad \sigma_i(v) = \sigma_i(1 + \xi_i/t^2), \quad \Gamma(v) = \Gamma_0 t, \quad \Delta(v) = 0, \quad (4)$$

где

$$\xi_i = 2\epsilon_i^* \left(\frac{a'}{a_i} \right)^{r_i} i_1(r_i + 1) \ll 1, \quad \sigma_i = \pi a_i^2, \quad \epsilon_i^* = \epsilon_i/k_B T.$$

Значения функции $i_1(\tau)$ приведены в монографии ⁸.

Частотная зависимость пространственного распределения частиц (3) в модели Сазерленда (4) описывается функцией φ :

$$\frac{\delta\rho}{\rho_0} = 2\left(1 - \frac{\sigma_n}{\sigma_m}\right) \frac{\kappa_0 k\bar{v}}{\Lambda\Gamma_0} \varphi, \quad \varphi = \int_0^\infty dt \frac{t^6 e^{-t^2} (t^2 - q)}{(t^2 + \xi_m)(t^2 + \xi_n)(t^2 + (\Omega/\Gamma_0)^2)}. \quad (5)$$

¹) На это обстоятельство обратил внимание автора С.Г.Раутиан.

Здесь $\kappa_0 = 2|G|^2/\Gamma_m k \bar{v}$; $\Lambda = 1 - \xi_n - \xi_n^2 e^{\xi_n} Ei(-\xi_n)$; $Ei(\xi)$ - интегральная показательная функция. Подынтегральная функция в (5), пропорциональная относительной разности транспортных частот столкновений $\alpha(v)$, является знакопеременной функцией, если

$$q \equiv \frac{\xi_m \sigma_m / \sigma_n - \xi_n}{1 - \sigma_m / \sigma_n} > 0,$$

то есть, если притягивающая и отталкивающая части потенциала Сазерленда изменяются при возбуждении в "противоположные стороны". Пока $q \leq 0$ (рисунок, кривая 1), спектральная зависимость сигнала СДВ слабо отличается от лоренцевской функции. С переходом q в область положительных значений у сигнала СДВ (5) начинает формироваться провал вблизи центра линии поглощения (рисунок, кривая 2). Дальнейшее возрастание q сопровождается углублением провала, а в области $1/2 < q < 3/2$ сигнал СДВ становится знакопеременной функцией Ω (рисунок, кривая 3). И наконец, при $q > 3/2$ функция φ , сузившись, становится всюду отрицательной (рисунок, кривая 4). Граничные значения (1/2, 3/2) параметра q получены для $\xi_m = \xi_n = 0$.

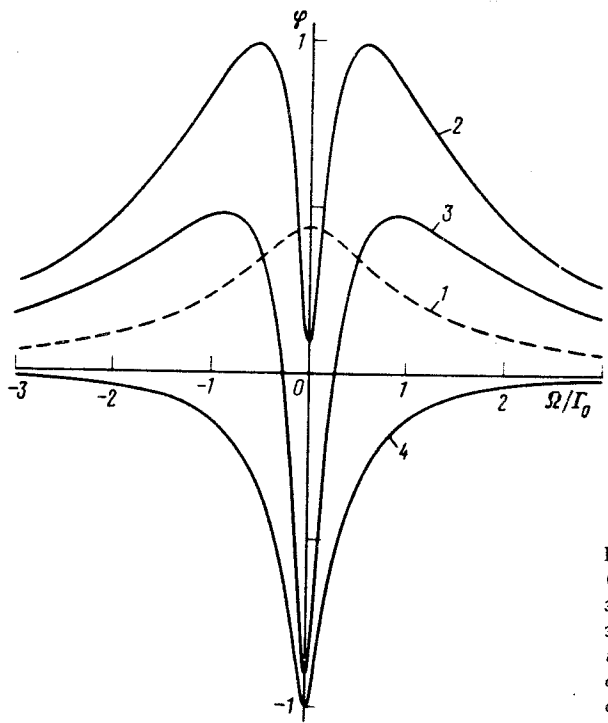


Рис. 1. Зависимость сигнала СДВ (5) от отстройки Ω для разных значений параметра q , характеризующего потенциал взаимодействия. $\xi_m = 0,0002$; $\xi_n = 0,0001$. 1 - φ , $q = 0$; 2 - $\varphi \times 7$, $q = 1/2$; 3 - $\varphi \times 6$, $q = 0,7$; 4 - φ , $q = 1,7$

Рисунок демонстрирует сильную зависимость спектральной формы сигнала СДВ от параметра q , которым регулируется соотношение между притягивающей и отталкивающей частями потенциала взаимодействия между частицами. Параметр q зависит от температуры газа, как T^{-1} . Изменение формы частотной зависимости сигнала СДВ с изменением температуры позволяет экспериментально определять значение q и тем самым получать более тонкую информацию о потенциале взаимодействия для возбужденных частиц. Можно показать, что подобные эффекту СДВ спектральные аномалии имеют место и в других эффектах, родственных СДВ¹, в частности, и в

эффекте СИД⁵. Следует отметить, что анонсированные здесь результаты не являются специфическими только для газа Лоренца ($M_b/M \gg 1$). Аналогичные спектральные особенности имеют место и для $M_b/M \lesssim 1$. Действительно, основной причиной спектральных особенностей в сигнале СДВ является зависимость частот столкновений $\nu_i(\nu)$ от скорости. В работе же⁷ показано, что зависимость $\nu_i(\nu)$ от ν сохраняется и для $M_b/M \lesssim 1$ и строго исчезает лишь для тяжелых поглощающих частиц: $M_b/M \ll 1$.

Автор благодарит А.И.Пархоменко, С.Г.Раутиана и А.М.Шалагина за ценные замечания.

1. S.G.Rautian and A.M.Shalagin, Kinetic problems of nonlinear spectroscopy. North-Holland, 1991.
2. Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин, ЖЭТФ 77, 461 (1979).
3. С.Н.Атутов, С.П.Подъячев, А.М.Шалагин, ЖЭТФ 91, 416 (1986).
4. F.Wittgreffe, J.L.C. van Saarloos, S.N.Atutov and E.R.Eliel, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 24, 145 (1991).
5. Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин, Письма в ЖЭТФ 29, 773 (1979).
6. С.Чен, М.Такео, УФН 66, 391 (1958).
7. F.Kh.Gel'mukhanov, L.V.P'ichov and A.M.Shalagin, Phys. A, 137, 502 (1986).
8. С.Чепмен, Т.Каулинг, Математическая теория неоднородных газов. М.: ИЛ, 1960.