

АНОМАЛЬНЫЙ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ АТОМОВ ЛИТИЯ В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

А. И. Пархоменко*

*Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 4 июня 1999 г.

Теоретически исследованы спектральные особенности скорости светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов лития (${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$) в бинарной буферной смеси инертных газов $\text{Ne}+\text{Ar}$, $\text{Ne}+\text{Kr}$ и $\text{Ne}+\text{Xe}$. Предсказывается сильная зависимость спектральной формы сигнала СИД от доли ξ неона в буферной смеси в области значений $\xi \approx 0.8-0.9$ ($\xi = N_{\text{Ne}}/N_b$, где N_{Ne} — концентрация неона, N_b — полная концентрация буферных частиц). Показано, что скорость аномального СИД как функция частоты излучения может иметь один, три, пять и семь нулей и совершенно отличаться от дисперсионно-подобной кривой с одним нулем, предсказываемой стандартной теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. Причиной появления дополнительных нулей скорости дрейфа является знакопеременная зависимость от скорости атомов лития относительной разности транспортных частот столкновений для возбужденных и невозбужденных атомов с буферными частицами. Показано, что аномальный СИД атомов лития можно наблюдать практически при любой температуре в зависимости от значения параметра ξ . При заданной температуре аномальный СИД можно наблюдать только в узком интервале долей неона в буферной смеси $\Delta\xi \approx 0.02$. Полученные результаты дают возможность высокоточного тестирования в экспериментах по СИД межатомных потенциалов взаимодействия, использованных для расчетов спектра скорости аномального СИД.

PACS: 42.50.Vk; 34.20.Cf

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект светоиндуцированного дрейфа (СИД) газов [1, 2] относится к ряду наиболее сильных эффектов воздействия излучения на поступательное движение частиц газа. Теоретически скорость дрейфа при лазерном возбуждении может достигать величины тепловой скорости [3]. Экспериментально показано, что атомы в результате СИД могут двигаться со скоростью порядка нескольких десятков метров в секунду и собираться в слой толщиной менее 1 мм [4, 5]. К настоящему времени эффект СИД экспериментально зарегистрирован почти для двух десятков различных объектов — атомов и молекул (см., например, обзоры [6–9]).

Величина эффекта СИД пропорциональна относительной разности транспортных частот столкновений резонансных частиц в основном и возбужденном состояниях с буферными частицами. До недавнего времени все экспериментальные результаты

*E-mail: shalagin@iae.nsk.su

исследования СИД хорошо описывались теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений [6–13]. Эта теория давала характерную дисперсионно-подобную частотную зависимость скорости дрейфа $u_L(\Omega)$ с одним нулем при нулевом значении расстройки Ω частоты излучения (см. ниже рис. 4). В 1992 г. при исследовании СИД молекул C_2H_4 в буферном газе Кг было обнаружено неожиданно резкое отклонение частотной зависимости скорости дрейфа $u_L(\Omega)$ от дисперсионно-подобной кривой [14]: наблюдался аномальный спектральный профиль скорости СИД с тремя нулями вместо одного, как должно было бы быть по существовавшей тогда теории. Отличие от предсказаний теории было столь сильным, что эффект получил название «аномальный» СИД. К настоящему времени выполнено значительное количество экспериментальных [14–20] и теоретических [16, 20–28] исследований аномального СИД. Выяснилось, что аномальный СИД целиком и полностью обусловлен зависимостью транспортных частот столкновений от скорости v резонансных частиц, причем аномальность может возникать только в том случае, когда разность транспортных частот столкновений $\Delta\nu(v)$ на комбинирующих (затронутых излучением) уровнях изменяет свой знак как функция v .

В случае молекул такое поведение величины $\Delta\nu(v)$ может быть обусловлено неупругими столкновительными переходами между вращательными уровнями и поэтому в проявлении аномального СИД молекул может наблюдаться некая регулярная закономерность. В работе [28] показано, что для любых линейных молекул с небольшим значением вращательной постоянной всегда можно наблюдать аномальный СИД при соответствующем выборе экспериментальных условий.

В случае атомов возникает совсем иная ситуация. Знакопеременное поведение $\Delta\nu(v)$, необходимое для наблюдения аномального СИД, может быть обусловлено только некими особенностями в поведении потенциалов взаимодействия атомов в комбинирующих состояниях с буферными частицами. Поэтому для расчета аномального СИД атомов необходимо знать потенциалы взаимодействия для каждой конкретной интересующей нас системы сталкивающихся частиц (резонансный атом + буферная частица).

Для атомов аномальный СИД теоретически предсказан и рассчитан в системах Li–Ne и Rb–Kг [25, 27] при резонансном возбуждении атомов Li и Rb. Для наблюдения аномального СИД в этих системах требуются довольно высокие температуры $T \sim 1000$ К, и поэтому целенаправленные эксперименты по наблюдению аномального СИД в этих системах пока не проводились.

Среди атомов единственным объектом, для которого наблюдался аномальный СИД, являются атомы калия. В 1996 г. в эксперименте [19] наблюдался аномальный СИД атомов калия в буферной среде, состоящей из смеси газа неона и какого-либо другого инертного газа. Для этих систем, однако, нет теоретических расчетов аномальной зависимости скорости дрейфа u_L от расстройки частоты излучения Ω и поэтому пока нет возможности прямого сравнения результатов эксперимента [19] с теорией аномального СИД.

В данной работе нам удалось найти поддающиеся теоретическому расчету системы, в которых возможен аномальный СИД атомов практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре. Оказалось, что для атомов ${}^7\text{Li}$ или ${}^6\text{Li}$, находящихся в буферной смеси газа неона с каким-либо другим инертным газом из группы Ar, Kг и Xe, всегда можно наблюдать аномальный СИД при соответствующем выборе доли атомов Ne в буферной смеси (в зависимости от температуры). Аномальный спектральный профиль скорости СИД $u_L(\Omega)$ может иметь три, пять и даже семь нулей вместо одно-

го нуля, предсказываемого «стандартной» теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим взаимодействие бегущей монохроматической волны с трехуровневыми поглощающими частицами, находящимися в газовой смеси с буферными частицами: Схема уровней поглощающих частиц показана на рис. 1. Здесь уровни n, l — компоненты сверхтонкой структуры основного состояния. Уровень m соответствует возбужденному электронному состоянию. С уровня m частица радиационно релаксирует на уровни n и l с константами Γ_{mn} и Γ_{ml} соответственно. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощающего газа N .

Эта схема уровней хорошо отражает реальную структуру основного и первого возбужденного состояний атомов лития (${}^7\text{Li}$ или ${}^6\text{Li}$). Действительно, основной уровень ${}^2S_{1/2}$ этих атомов расщеплен на две сверхтонкие компоненты. Для атомов ${}^7\text{Li}$ сверхтонкое расщепление основного состояния $\omega_{ln} = 5.049 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ [29] сравнимо с доплеровской шириной резонансной линии и поэтому основное состояние моделируется двумя уровнями n и l . Для атомов ${}^6\text{Li}$ сверхтонкое расщепление $\omega_{ln} = 1.434 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ [29] в несколько раз меньше доплеровской ширины резонансной линии, но мы также будем моделировать основное состояние двумя уровнями. В случае атомов ${}^7\text{Li}$ (спин ядра $3/2$) уровень n характеризуется статистическим весом $g_n = 3$ (полный момент атома $F = 1$), а уровень l — статистическим весом $g_l = 5$ ($F = 2$). В случае атомов ${}^6\text{Li}$ (спин ядра 1) $g_n = 2$ ($F = 1/2$) и $g_l = 4$ ($F = 3/2$).

Уровень m (со статистическим весом g_m) моделирует группу уровней, представляющих собой компоненты сверхтонкой структуры возбужденных состояний ${}^2P_{1/2}$ или ${}^2P_{3/2}$. Такое моделирование группы уровней одним уровнем возможно, потому что для атомов ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ сверхтонкое расщепление в этих возбужденных состояниях слишком мало по сравнению с доплеровской шириной резонансной линии. Излучение затрагивает только одну из тонких компонент возбужденного состояния: ${}^2P_{1/2}$ или ${}^2P_{3/2}$.

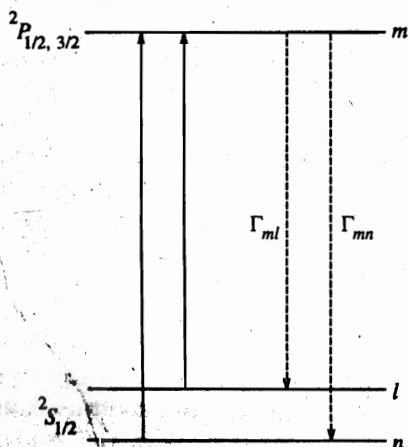


Рис. 1. Схема энергетических уровней. Сплошными стрелками обозначены переходы под действием излучения, штриховыми — спонтанные радиационные переходы

Для атомов лития выполняется предельный случай сильной столкновительной связи между тонкими компонентами $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ (параметр Мессе много меньше единицы). При возбуждении атомов как в состоянии $^2P_{1/2}$, так и в состоянии $^2P_{3/2}$ сечения рассеяния практически одинаковы [30]. Поэтому с точки зрения столкновений пара тонких компонент интерпретируется как один уровень, и скорость СИД как функция расстройки частоты излучения будет одинакова в случаях возбуждения D_1 - или D_2 -линий атомов лития. Этот результат — существование единых транспортных характеристик для атома в 2P -состоянии — подтвержден также и в экспериментах по СИД с атомами натрия [5], для которых, как и для атомов лития, выполняется предельный случай сильной столкновительной связи между тонкими компонентами $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$.

Взаимодействие частиц с излучением в стационарных и пространственно-однородных условиях описывается следующими уравнениями для матрицы плотности [10, 31]:

$$\Gamma_m \rho_m(\mathbf{v}) = S_m(\mathbf{v}) + N[P_n(\mathbf{v}) + P_l(\mathbf{v})],$$

$$\Gamma_{mi} \rho_m(\mathbf{v}) + S_i(\mathbf{v}) = NP_i(\mathbf{v}), \tag{1}$$

$$\left[\frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega_{0i} - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right] \rho_{mi}(\mathbf{v}) = S_{mi}(\mathbf{v}) + iG \left[\rho_i(\mathbf{v}) - \frac{g_i}{g_m} \rho_m(\mathbf{v}) \right],$$

где

$$NP_i(\mathbf{v}) = -2\text{Re}[iG^* \rho_{mi}(\mathbf{v})], \quad |G|^2 = \frac{BI}{2\pi}, \quad B = \frac{\lambda^2 \Gamma_m}{4\hbar\omega} \frac{g_m}{g_n + g_l}, \tag{2}$$

$$\Gamma_m = \Gamma_{mn} + \Gamma_{ml}, \quad \Omega_{0i} = \omega - \omega_{mi}, \quad i = n, l.$$

Здесь $\rho_i(\mathbf{v})$ — распределение частиц по скоростям на уровне i ; $N = N_n + N_l + N_m$ — концентрация поглощающих частиц ($N_i = \int \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$); $S_m(\mathbf{v})$, $S_i(\mathbf{v})$ и $S_{mi}(\mathbf{v})$ — интегралы столкновений; ω , λ и \mathbf{k} — частота, длина волны и волновой вектор излучения; Γ_{mi} — скорость спонтанной релаксации уровня m по каналу $m \rightarrow i$; ω_{mi} — частота перехода $m-i$; I — интенсивность излучения. В формуле для второго коэффициента Эйнштейна B в (2) учтено, что в выбранной трехуровневой модели отношение скоростей радиационных переходов с уровня m на сверхтонкие компоненты n и l определяется отношением статистических весов [32]: $\Gamma_{mn}/\Gamma_{ml} = g_n/g_l$. Вероятность $P_i(\mathbf{v})$ поглощения излучения в единицу времени на переходе $m-i$ частицей с фиксированной скоростью \mathbf{v} определяется недиагональным элементом матрицы плотности (или когерентностью) $\rho_{mi}(\mathbf{v})$. Отметим, что последнее уравнение в (1) для недиагонального элемента $\rho_{mi}(\mathbf{v})$ справедливо в пренебрежении когерентностью $\rho_{ln}(\mathbf{v})$ между сверхтонкими компонентами n и l . Для атомов лития такое приближение справедливо при не слишком высоких интенсивностях излучения $I \ll 10 \text{ Вт/см}^2$ [33].

Для атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечения столкновительных переходов $n \rightarrow l$, $l \rightarrow n$ между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния очень малы — на 6–10 порядков меньше газокинетических сечений [34]. Имея в виду эту ситуацию, ниже мы будем рассматривать случай отсутствия столкновительного обмена между сверхтонкими компонентами n и l , т. е. будем полагать, что диагональные интегралы столкновений $S_i(\mathbf{v})$ ($i = n, l, m$) в (1) обусловлены только упругим рассеянием.

Проинтегрируем по скорости v второе уравнение в (1) и учтем, что при упругих столкновениях $\int S_i(v)dv = 0$. В итоге из полученных уравнений следует

$$\frac{P_n}{P_l} = \frac{\Gamma_{mn}}{\Gamma_{ml}} = \frac{g_n}{g_l}, \quad (3)$$

где $P_i = \int P_i(v)dv$. Это равенство показывает, что отношение интегральных вероятностей поглощения излучения на переходах $m-n$ и $m-l$ не зависит ни от интенсивности, ни от частоты излучения. Оно характеризует процесс оптической накачки сверхтонких компонент основного состояния и является следствием отсутствия столкновительного обмена между сверхтонкими компонентами n и l .

В отсутствие на оптических переходах фазовой памяти при столкновениях (обычное для нелинейной атомной спектроскопии допущение) недиагональный интеграл столкновений имеет вид

$$S_{mi}(v) = -[\gamma_{mi}(v) + i\Delta_{mi}(v)]\rho_{mi}(v), \quad i = n, l, \quad (4)$$

где $\gamma_{mi}(v)$ и $\Delta_{mi}(v)$ — ударное уширение и столкновительный сдвиг уровней соответственно. Для вероятности поглощения $P_i(v)$ (2) с учетом (4) находим

$$NP_i(v) = \frac{BI}{\pi} Y_i(v) \left[\rho_i(v) - \frac{g_i}{g_m} \rho_m(v) \right], \quad (5)$$

где

$$Y_i(v) = \frac{\Gamma_j(v)}{\Gamma_j^2(v) + [\Omega_i(v) - kv]^2}, \quad \Gamma_j(v) = \frac{\Gamma_m}{2} + \gamma_{mi}(v), \quad (6)$$

$$\Omega_i(v) = \Omega_{0i} - \Delta_{mi}(v), \quad i = n, j = 1; \quad i = l, j = 2.$$

Здесь $\Gamma_1(v)$ и $\Gamma_2(v)$ — однородные полуширины линий поглощения на переходах $m-n$ и $m-l$ соответственно. В атомах щелочных металлов однородные полуширины $\Gamma_1(v)$ и $\Gamma_2(v)$ практически совпадают и поэтому будем полагать $\Gamma_1(v) = \Gamma_2(v) \equiv \Gamma(v)$.

Для диагональных интегралов столкновений будем использовать модель изотропного по скоростям «прихода»:

$$S_i(v) = -\nu_i(v)\rho_i(v) + S_i^{(2)}(v), \quad i = n, l, m, \quad (7)$$

где член прихода $S_i^{(2)}(v)$ является функцией модуля скорости $v = |v|$. Величина $\nu_i(v)$ в (7) — транспортная частота столкновений [28, 35]. Столкновительная модель (7) учитывает зависимость частоты столкновений от скорости и в то же время позволяет получить аналитическое решение рассматриваемой задачи.

Связь транспортной частоты столкновений $\nu_i(v)$ в (7) с характеристиками элементарного акта рассеяния дается формулой (см. [10])

$$\nu_i(v) = \frac{q}{v^3} \int_0^\infty u^2 \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{vb^2}\right) F(uv)\sigma_i(u) du, \quad (8)$$

где

$$F(uv) = \frac{2uv}{\bar{v}_b^2} \operatorname{ch}\left(\frac{2uv}{\bar{v}_b^2}\right) - \operatorname{sh}\left(\frac{2uv}{\bar{v}_b^2}\right), \tag{9}$$

$$q = \frac{\mu}{M} \frac{N_b \bar{v}_b}{\sqrt{\pi}}, \quad \mu = \frac{MM_b}{M + M_b}, \quad \bar{v}_b = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_b}},$$

N_b и M_b — концентрация и масса буферных частиц, M — масса поглощающих излучение частиц, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, u — величина относительной скорости резонансной и буферной частиц до столкновения, $\sigma_i(u)$ — транспортное сечение рассеяния поглощающей частицы в состоянии i на буферной частице. С большой точностью можно считать, что транспортные частоты столкновений на сверхтонких компонентах n и l равны между собой [27]:

$$\nu_l(v) = \nu_n(v). \tag{10}$$

Скорость светоиндуцированного дрейфа поглощающих частиц определяется соотношением

$$\mathbf{u}_L \equiv \frac{\mathbf{j}_n + \mathbf{j}_l + \mathbf{j}_m}{N}, \quad \mathbf{j}_i = \int \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \tag{11}$$

где \mathbf{j}_i — парциальный поток частиц в состоянии i . Из (1), (7) и (11) с учетом (10) для скорости СИД получаем формулу

$$\mathbf{u}_L = \int \tau(v) \mathbf{v} [P_n(\mathbf{v}) + P_l(\mathbf{v})] d\mathbf{v}, \quad \tau(v) = \frac{\nu_n(v) - \nu_m(v)}{\nu_n(v) [\Gamma_m + \nu_m(v)]}. \tag{12}$$

Как отмечалось во Введении, аномальный СИД может возникнуть только в том случае, если разность транспортных частот столкновений $\Delta\nu(v) \equiv \nu_m(v) - \nu_n(v)$ (или, что то же самое, фактор $\tau(v)$) изменяет свой знак как функция v . При этом в скорость дрейфа \mathbf{u}_L дают вклад поглощающие частицы как с положительным значением $\tau(v)$, так и с отрицательным. Это может приводить к сильному отличию частотной зависимости скорости СИД \mathbf{u}_L от дисперсионно-подобной (как было бы при $\tau(v) = \text{const}$), вплоть до появления дополнительных нулей вместо одного нуля.

3. СЛАБАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Далее для вычисления скорости дрейфа ограничимся условием слабой интенсивности излучения:

$$I \ll \Gamma(\Gamma_m + \nu_m)/B, \tag{13}$$

где ν_m и Γ — характерные (средние) значения $\nu_m(v)$ и $\Gamma(v)$. При условии (13) в (5) можно пренебречь заселенностью возбужденного уровня ($\rho_m(\mathbf{v}) = 0$), а распределение заселенностей по скоростям на сверхтонких компонентах $i = n, l$ в основном состоянии считать близким к максвелловскому ($\rho_i(\mathbf{v}) = N_i W(\mathbf{v})$, где $W(\mathbf{v})$ — распределение Максвелла). При этом из (5) получим

$$P_i(\mathbf{v}) = \frac{BI}{\pi} \frac{N_i}{N} Y_i(\mathbf{v}) W(\mathbf{v}). \tag{14}$$

Комбинируя (3), (14) и применяя условие нормировки $N_n + N_l \simeq N$ (здесь учтено, что в условиях (13) $N_m \ll N$), найдем

$$\frac{N_n}{N} = \frac{w_n \langle Y_l \rangle}{w_n \langle Y_l \rangle + w_l \langle Y_n \rangle}, \quad \frac{N_l}{N} = 1 - \frac{N_n}{N}, \quad (15)$$

$$\langle Y_i \rangle = \int Y_i(\mathbf{v}) W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad w_i = \frac{g_i}{g_n + g_l}, \quad i = n, l.$$

Подставив (14) и (15) в (12), после интегрирования по направлениям скорости \mathbf{v} получим окончательное выражение для скорости \mathbf{u}_L СИД, которое представим в виде

$$\mathbf{u}_L \equiv \frac{\mathbf{k}}{k} u_L, \quad u_L = u_0 u(x), \quad (16)$$

где введен параметр u_0 с размерностью скорости,

$$u_0 = \frac{2BI}{\pi^{3/2} k \Gamma_m}, \quad (17)$$

и безразмерная скорость u в зависимости от безразмерной расстройки x частоты излучения:

$$u(x) = \frac{1}{w_n \langle Y_l \rangle + w_l \langle Y_n \rangle} \int_0^\infty t \tau_0(t) \exp(-t^2) [w_n \langle Y_l \rangle f_n(t) + w_l \langle Y_n \rangle f_l(t)] dt. \quad (18)$$

Здесь введены функции безразмерной скорости $t = v/\bar{v}$:

$$f_i(t) = x_i(t) \psi_i(t) + \frac{y(t)}{2} \ln \left[\frac{y^2(t) + [t - x_i(t)]^2}{y^2(t) + [t + x_i(t)]^2} \right],$$

$$\psi_i(t) = \operatorname{arctg} \frac{t + x_i(t)}{y(t)} + \operatorname{arctg} \frac{t - x_i(t)}{y(t)}, \quad \tau_0(t) = \frac{\nu_n(t) - \nu_m(t)}{\nu_n(t) [1 + \nu_m(t)/\Gamma_m]}, \quad (19)$$

$$y(t) = \frac{\Gamma(t)}{k\bar{v}}, \quad x_i(t) = \frac{\Omega_i(t)}{k\bar{v}}, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}, \quad i = n, l.$$

В формуле (18) величины $\langle Y_i \rangle$, определенные в (15), принимают вид

$$\langle Y_i \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi k \bar{v}}} \int_0^\infty t \exp(-t^2) \psi_i(t) dt, \quad i = n, l. \quad (20)$$

В качестве безразмерной расстройки x частоты излучения в (18) удобно ввести величину

$$x = \Omega/(k\bar{v}), \quad (21)$$

где

$$\Omega = \omega - \omega_0, \quad \omega_0 = w_n \omega_{mn} + w_l \omega_{ml}. \quad (22)$$

Частота ω_0 соответствует «центру тяжести» частот переходов ω_{mn} и ω_{ml} с учетом статистических весов уровней n и l . В области «нормального» СИД (когда в (18) можно положить $\tau_0(t) = \text{const}$) скорость дрейфа u_L обращается в нуль только в одной точке $x = 0$ [36] (см. ниже рис. 4).

При вычислении скорости СИД атомов, находящихся в смеси двух разных буферных газов, в формуле (19) для $\tau_0(t)$ следует полагать

$$\nu_i(t) = \nu_{1i}(t) + \nu_{2i}(t), \quad i = n, m, \quad (23)$$

где индексы 1 и 2 обозначают сорт буферных частиц.

4. АНОМАЛЬНЫЙ СИД АТОМОВ ЛИТИЯ

Используя формулы (8), (18)–(23), мы численно исследовали СИД атомов лития в инертных буферных газах. Транспортные частоты столкновений $\nu_i(t) \equiv \nu_i(t\bar{v}) \equiv \nu_i(v)$ для систем Li–X, где X — атом инертного газа, рассчитывались нами численно по формуле (8) с использованием транспортных сечений $\sigma_i(u)$, вычисленных в работе [25] на основе полуэмпирических потенциалов взаимодействия Pascale–Vandeplanque [37].

Как уже отмечалось выше, аномальное проявление СИД целиком и полностью обусловлено знакопеременной зависимостью фактора τ_0 от скорости $t = v/\bar{v}$. Учет в формулах (18)–(20) зависимости от скорости t однородной полуширины Γ и расстройки частоты Ω_i может приводить лишь к уточнению спектра скорости $u(x)$ аномального СИД, не изменяя его качественно. В условиях же доплеровского уширения линии поглощения (при $\Gamma \ll k\bar{v}$) влияние зависимостей $\Gamma(t)$ и $\Omega_i(t)$ на спектр скорости СИД $u(x)$ вообще незначительно и им можно пренебречь.

Действительно, в условиях доплеровского уширения линии поглощения параметр $y(t)$ в (19) мал: $y(t) \ll 1$. Это позволяет пренебречь в формулах (19) зависимостью параметра y от безразмерной скорости t , так как в пределе $y(t) \rightarrow 0$ функции $f_i(t)$ и $\psi_i(t)$ в (19) вообще не зависят от параметра $y(t)$ (в пределе $y(t) \rightarrow 0$ функция $\psi_i(t)$ имеет вид ступеньки, начинающейся при $t = |x_i(t)|$: $\psi_i(t) = \pi$ при $t \geq |x_i(t)|$ и $\psi_i(t) = 0$ при $0 \leq t < |x_i(t)|$). В силу вышесказанного при расчете скорости СИД в условиях доплеровского уширения мы пренебрегли зависимостью однородной полуширины линии поглощения Γ от скорости t и в формулах (19) полагали $\Gamma(t) = \Gamma = \text{const}$. Конкретные значения величин $\Gamma = \Gamma_m/2 + \gamma$ для разных систем Li–X определялись по данным [38] для ударного уширения γ линии поглощения ($\gamma = 3.86$ МГц/Торр для Li–Ne; $\gamma = 5.31$ МГц/Торр для Li–Ar; $\gamma = 7.00$ МГц/Торр для Li–Kr и $\gamma = 7.96$ МГц/Торр для Li–Xe).

Зависимость безразмерной расстройки частоты x_i от скорости t может влиять на функции $f_i(t)$ и $\psi_i(t)$, входящие в интеграл (18) для скорости СИД $u(x)$, только при $|\Omega_{0i}| \lesssim \Delta_{mi}(t)$. Так как столкновительный сдвиг уровней $\Delta_{mi}(t)$ обычно в несколько раз меньше ударного уширения γ [38, 39] и поэтому $|\Delta_{mi}(t)| < \gamma < \Gamma$, то при доплеровском уширении линии поглощения (при $y = \Gamma/k\bar{v} \ll 1$) влияние зависимости $x_i(t)$ на функции $f_i(t)$ и $\psi_i(t)$ может проявляться только при $|x_i(t)| \lesssim y \ll 1$, т. е. в узком интервале расстроек вблизи нулевых значений $x_i(t)$. Ввиду этого при расчете скорости СИД мы также пренебрегли в (19) зависимостью расстроек частоты $\Omega_i(t)$ от скорости t .

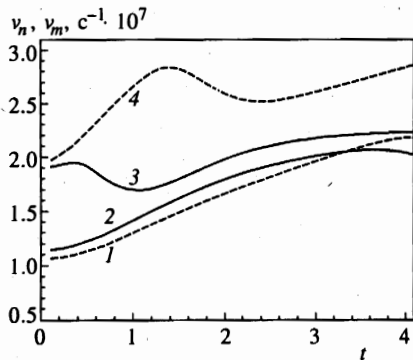


Рис. 2

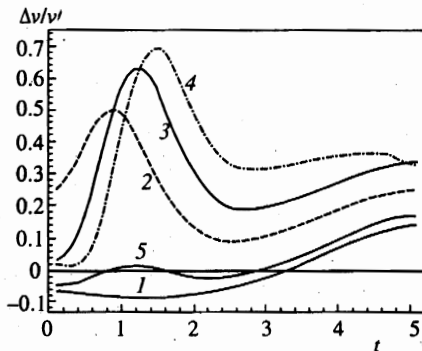


Рис. 3

Рис. 2. Зависимости транспортной частоты столкновений от безразмерной скорости $t = v/\bar{v}$ атомов лития при температуре $T = 300$ К и давлении буферного газа $P = 1$ Торр: 1 — $\nu_m(t)$ для системы ${}^7\text{Li-Ne}$; 2 — $\nu_n(t)$ для ${}^7\text{Li-Ne}$; 3 — $\nu_n(t)$ для ${}^7\text{Li-Kr}$; 4 — $\nu_m(t)$ для ${}^7\text{Li-Kr}$

Рис. 3. Зависимости относительной разности транспортных частот столкновений $\Delta\nu/\nu$ при температуре $T = 300$ К для различных систем: 1 — ${}^7\text{Li-Ne}$; 2 — ${}^7\text{Li-Ar}$; 3 — ${}^7\text{Li-Kr}$; 4 — ${}^7\text{Li-Xe}$; 5 — ${}^7\text{Li-(Ne+Kr)}$ при доле неона $\xi = 0.875$

При $x_i(t) = x_i = \text{const}$ безразмерная расстройка частоты излучения x (21) связана с расстройками x_i соотношениями

$$x_n = x - \delta\omega_l, \quad x_l = x + \delta\omega_n, \quad \delta = \omega_{ln}/(k\bar{v}), \quad (24)$$

где δ — безразмерное расстояние между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния.

На рис. 2 и 3 показаны рассчитанные по формуле (8) зависимости от безразмерной скорости $t = v/\bar{v}$ транспортных частот столкновений ν_i и относительной разности транспортных частот столкновений

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \equiv \frac{\nu_m(t) - \nu_n(t)}{\nu_n(t)} \quad (25)$$

для атомов ${}^7\text{Li}$ в различных буферных газах. Характерной особенностью поведения частот столкновений $\nu_i(t)$ для атомов лития в буферных газах Ar , Kr или Xe является немонотонная зависимость от скорости t . Для системы ${}^7\text{Li-Ne}$ характерной особенностью является уменьшение транспортной частоты столкновений в определенном интервале скоростей при возбуждении атомов лития (кривые 1 и 2 на рис. 2 и кривая 1 на рис. 3). Именно эта особенность обеспечивает регулируемую по желанию экспериментатора зависимость фактора $\Delta\nu/\nu$ (и, следовательно, фактора $\tau_0(t)$ в (18)), необходимую для наблюдения аномального СИД, в буферной смеси газа Ne с каким-либо другим инертным газом (Ar , Kr или Xe) путем изменения доли ξ неона в буферной смеси:

$$\xi = N_{\text{Ne}}/N_b, \quad N_b = N_{\text{Ne}} + N_X, \quad (26)$$

где N_{Ne} — концентрация неона, N_X — концентрация другого инертного буферного газа (Ar , Kr или Xe), N_b — полная концентрация буферного газа. Знакопеременный фактор

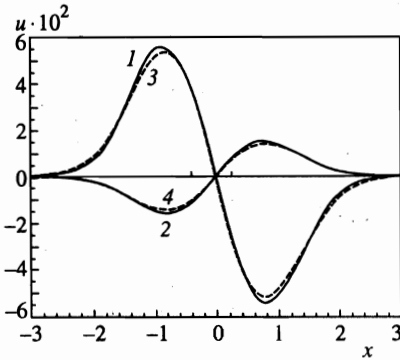


Рис. 4

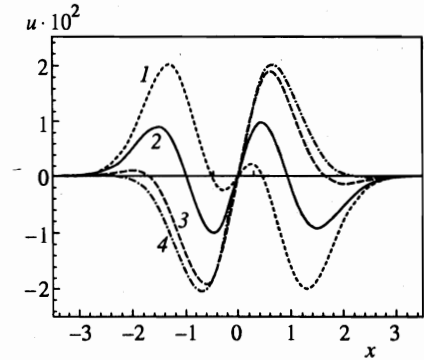


Рис. 5

Рис. 4. Зависимости безразмерной скорости дрейфа u от безразмерной расстройки частоты излучения $x = \Omega/k\bar{v}$ для атомов ${}^7\text{Li}$ в буферном газе Kг или Ne в случае «нормального» СИД при температуре $T = 300$ К и давлении буферного газа $P = 5$ Торр. Вертикальными линиями обозначены частоты резонансных переходов $m-n$ и $m-l$. Штриховые кривые 3 и 4 — расчет по формулам (18)–(23) при замене $\nu_i(t) \rightarrow \langle \nu_i \rangle$. Кривые 1 и 3 соответствуют системе ${}^7\text{Li-Kг}$; 2 и 4 — ${}^7\text{Li-Ne}$

Рис. 5. Зависимости скорости дрейфа u от расстройки частоты излучения x для атомов ${}^7\text{Li}$ в буферном газе Ne при давлении $P = 5$ Торр и различных температурах: 1 — $T = 1600$ К; 2 — 1250 К; 3 — 800 К; 4 — 600 К

$\Delta\nu/\nu$ может трижды обращаться в нуль при скоростях, зависящих от доли ξ неона в буферной смеси (см. кривую 5 на рис. 3 для буферной смеси Ne+Kг ; для буферных смесей Ne+Ag или Ne+Xe соответствующие кривые также похожи на кривую 5). Такое поведение фактора $\Delta\nu/\nu$ означает, что аномальный СИД атомов лития в буферной смеси можно наблюдать практически при любой температуре, задавая величину параметра ξ , легко регулируемую в эксперименте.

На рис. 4–8 представлены результаты численных расчетов скорости СИД $u(x)$ по формулам (18)–(23).

На рис. 4 показана зависимость скорости СИД атомов ${}^7\text{Li}$ от расстройки частоты излучения в однокомпонентном буферном газе Ne или Kг при температуре $T = 300$ К. В этом случае спектр скорости дрейфа $u(x)$ соответствует «нормальному» СИД и хорошо описывается теорией СИД с не зависящими от скорости t транспортными частотами столкновений, т. е. при замене в (19) частоты $\nu_i(t)$ на среднюю транспортную частоту

$$\langle \nu_i \rangle = \frac{2}{\bar{v}^2} \int (\mathbf{nv})^2 W(\mathbf{v}) \nu_i(v) dv = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\mu}{M} \frac{N_b}{\bar{v}^5} \int_0^\infty u^5 \exp\left(-\frac{u^2}{\bar{v}^2}\right) \sigma_i(u) du, \quad (27)$$

где $\bar{v} = (2k_B T/\mu)^{1/2}$, \mathbf{n} — единичный вектор в произвольно выбранном направлении. Средняя транспортная частота $\langle \nu_i \rangle$ связана простой формулой с коэффициентом диффузии D_i частиц в состоянии i : $D_i = \bar{v}^2/2\langle \nu_i \rangle$.

Из формулы (18) видно, что благодаря фактору $t \exp(-t^2)$ основной вклад в интеграл для скорости дрейфа $u(x)$ дают частицы со скоростями $t \sim 1$. В области $t \sim 1$ при

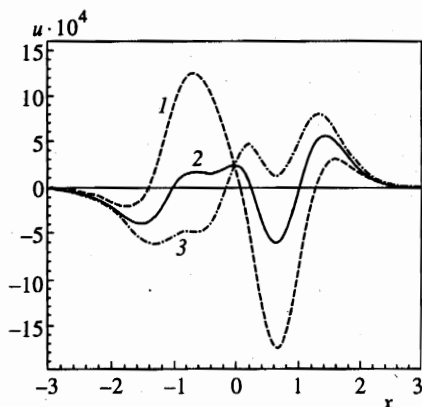


Рис. 6

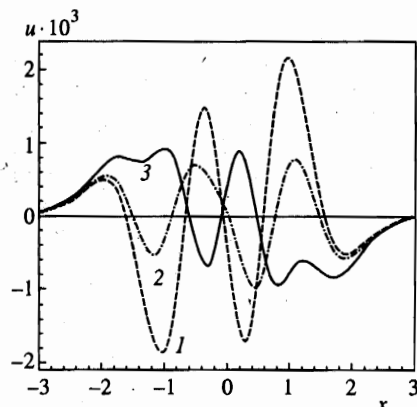


Рис. 7

Рис. 6. Зависимости скорости дрейфа u от расстройки частоты излучения x для атомов ${}^7\text{Li}$ в буферной смеси $\text{Ne}+\text{Kr}$ при температуре $T = 300$ К, давлении $P = 5$ Торр и различных долях неона ξ : 1 — $\xi = 0.865$; 2 — $\xi = 0.875$; 3 — $\xi = 0.881$. Вертикальными линиями обозначены частоты резонансные переходам $m-n$ и $m-l$

Рис. 7. Зависимости скорости дрейфа u от расстройки частоты излучения x для атомов ${}^7\text{Li}$ в смеси двух буферных газов при температуре $T = 600$ К и давлении $P = 5$ Торр: 1 — ${}^7\text{Li}-(\text{Ne}+\text{Ar})$, $\xi = 0.765$; 2 — ${}^7\text{Li}-(\text{Ne}+\text{Kr})$, $\xi = 0.865$; 3 — ${}^7\text{Li}-(\text{Ne}+\text{Xe})$, $\xi = 0.9$. Вертикальными линиями обозначены частоты резонансные переходам $m-n$ и $m-l$

температуре $T = 300$ К знак фактора $\Delta\nu/\nu$ для систем ${}^7\text{Li}-\text{Ne}$ и ${}^7\text{Li}-\text{Kr}$ не изменяется (см. рис. 3), поэтому и должен наблюдаться «нормальный» СИД.

С увеличением температуры растет тепловая скорость \bar{v} и область $t = v/\bar{v} \sim 1$ на рисунках 2 и 3 сдвигается вправо. Теперь для системы ${}^7\text{Li}-\text{Ne}$ относительная разность транспортных частот столкновений $\Delta\nu/\nu$ в области $t \sim 1$ становится знакопеременной (кривая 1 на рис. 3) и возникает аномальный СИД, что и видно на рис. 5. Кривые 1, 2 и 3 на этом рисунке соответствуют аномальному СИД, причем кривые 2 и 4 примерно очерчивают границы графиков аномального СИД, а кривая 2 ($T = 1250$ К) соответствует максимальному проявлению аномального СИД (в области расстроек $x > 0$ или $x < 0$ амплитуды минимума и максимума скорости дрейфа $u(x)$ примерно одинаковы). Заметим, что в случае аномального СИД скорость дрейфа уменьшается по сравнению со случаем «нормального» СИД незначительно (для кривых 2 на рис. 4 и 5 максимумы скорости $u(x)$ различаются всего лишь в полтора раза). Эта особенность аномального СИД в данном случае обусловлена спецификой поведения относительной разности транспортных частот столкновений $\Delta\nu/\nu$ (кривая 1 на рис. 3): при пересечении нуля функция $\Delta\nu/\nu$ довольно быстро (в интервале скоростей $\Delta t \sim 1$) выходит на положительную кривую в область, где она уже слабо зависит от скорости t ($\Delta\nu/\nu \approx \text{const}$). Поэтому в случае аномального СИД заметный вклад в интеграл (18) для скорости СИД вносит область $\Delta\nu/\nu \approx \text{const}$, обуславливающая «нормальный» СИД, что и обеспечивает слабое уменьшение аномального СИД.

На рис. 6 показан спектр скорости дрейфа $u(x)$ для атомов ${}^7\text{Li}$ при различных долях неона ξ в буферной смеси $\text{Ne}+\text{Kr}$. Как видно на рисунке, при заданной температуре аномальный СИД можно наблюдать только в узком интервале долей неона в буферной

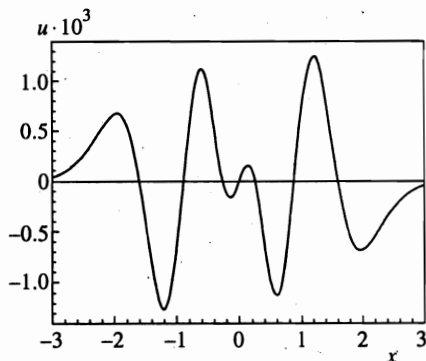


Рис. 8. Зависимость скорости дрейфа u от расстройки частоты излучения x для атомов ${}^6\text{Li}$ в буферной смеси $\text{Ne}+\text{Kr}$ при температуре $T = 600$ К, давлении $P = 5$ Торр и доле неона $\xi = 0.865$

смеси $\Delta\xi \sim 0.02$. Численный анализ показывает такую же резкую чувствительность спектра аномального СИД к изменению концентрации Ne и в других буферных смесях $\text{Ne}+\text{Ar}$ и $\text{Ne}+\text{Xe}$. Характерной особенностью аномального спектра скорости дрейфа $u(x)$ в буферной смеси двух газов является отсутствие антисимметричности спектра $u(x)$, наблюдаемой в случаях как «нормального», так и аномального СИД в однокомпонентном буферном газе (см. рис. 4 и 5). В бинарной буферной смеси спектр скорости $u(x)$ может принимать довольно сложную форму (см., например, кривую 3 на рис. 6).

Примеры спектров аномального СИД атомов ${}^7\text{Li}$ в различных бинарных буферных смесях показаны на рис. 7.

При сравнении рис. 4 (кривая 2) и рис. 6 и 7 видно, что в случае аномального СИД атомов ${}^7\text{Li}$ в буферных смесях из двух газов скорость дрейфа уменьшается по сравнению со случаем «нормального» СИД примерно в 10–20 раз.

Спектр аномального СИД атомов ${}^7\text{Li}$ может иметь один (кривая 3 на рис. 6), три или пять нулей (см. рис. 5, 6 и 7). Для атомов ${}^6\text{Li}$ спектр аномального СИД может иметь даже семь нулей (рис. 8).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследован аномальный СИД атомов лития, которые в случае «нормального» СИД в инертных буферных газах имеют простейший дисперсионно-подобный антисимметричный спектр скорости дрейфа $u(x)$, такой же, как и для двухуровневых частиц. Несмотря на то что атомы лития описываются трехуровневой схемой, спектр скорости «нормального» СИД для них имеет простой «двухуровневый» вид из-за оптической накачки сверхтонких компонент основного состояния вследствие отсутствия столкновительного обмена между сверхтонкими компонентами в случае инертных буферных газов. Максимальная простота спектра скорости «нормального» СИД атомов лития дает возможность легко заметить в эксперименте любые незначительные отклонения от «нормального» спектра скорости дрейфа.

Спектр скорости аномального СИД сильно чувствителен к знакопеременной зависимости от скорости v резонансных атомов разности транспортных частот столкновений $\nu_m - \nu_n$ возбужденных (m) и невозбужденных (n) атомов с буферными частицами. Так как транспортные частоты столкновений $\nu_i(v)$ целиком и полностью определяются потенциалами взаимодействий резонансных и буферных частиц, то спектр скорости

аномального СИД сильно чувствителен к различию потенциалов взаимодействия резонансных атомов в m - и n -состояниях с буферными частицами. Это дает возможность высокоточного тестирования в экспериментах по СИД межатомных потенциалов взаимодействия, используемых для расчетов спектра скорости аномального СИД и, следовательно, возможность сравнительно простого экспериментального тестирования точности различных теоретических методов расчета потенциалов взаимодействия.

Хорошим критерием для определения возможности возникновения аномального СИД в однокомпонентном буферном газе является знакопеременная зависимость от температуры разности усредненных транспортных частот столкновений (27) $\langle \nu_m \rangle - \langle \nu_n \rangle$ или, что то же самое, разности коэффициентов диффузии $D_m - D_n$ в возбужденном и основном состояниях резонансных атомов с буферными частицами. В случае бинарной буферной смеси критерием возможности возникновения аномального СИД являются разные знаки разности усредненных транспортных частот столкновений $\langle \nu_m \rangle - \langle \nu_n \rangle$ для резонансных атомов в каждом из двух буферных газов. Аномальный СИД следует ожидать при тех температурах в однокомпонентном буферном газе и относительных долях газов в бинарной буферной смеси, при которых разность $\langle \nu_m \rangle - \langle \nu_n \rangle$ (или $D_m - D_n$) обращается в нуль. Именно эти критерии использовались для определения объектов, «претендующих» на аномальный СИД, в [19, 25, 27] и в данной работе.

Анализируя по приведенным выше критериям результаты расчетов транспортных характеристик атомов щелочных металлов на основе потенциалов взаимодействия Pascale—Vandeplanque [37] (результаты этих расчетов частично приведены в [25]), можно заключить, что аномальный СИД следует ожидать также в следующих случаях:

1) при возбуждении D_1 -линии атомов Rb в смесях Ne+Kr, Ne+Xe, He+Kr и He+Xe практически при любых температурах (в зависимости от выбора долей буферных газов в бинарной буферной смеси);

2) при возбуждении D_1 -линии атомов Cs в смесях Ne+Xe, He+Xe и Kr+Xe практически при любых температурах;

3) при возбуждении D_2 -линии атомов Cs в смесях He+Ag, He+Kr, He+Xe и He+Ne при температурах $T \gtrsim 300$ К и в однокомпонентных буферных газах: в газе He при температурах $T \sim 300$ К, в газе Ag при $T \sim 1000$ К и в газе Kr при $T \sim 1600$ К.

Для атомов Rb и Cs, в отличие от атомов лития, выполняется предельный случай слабой столкновительной связи между тонкими компонентами $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Поэтому транспортные характеристики атомов Rb и Cs в возбужденных состояниях $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ различны (см., например, [40]). Следовательно, различны и спектры скоростей СИД в случаях возбуждения D_1 - или D_2 -линий.

Автор признателен профессору Дж. Паскалю (J. Pascale) за любезно предоставленные подробные табличные данные по потенциалам взаимодействия атомов щелочных металлов с атомами инертных газов.

Исследования, представленные в этой работе, проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17924).

Литература

1. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ 29, 773 (1979).

2. *Физическая энциклопедия*, т. 4, гл. ред. А. М. Прохоров, Большая Российская энциклопедия, Москва (1994), с. 468.
3. А. К. Попов, А. М. Шалагин, В. М. Шалаев, В. З. Яхнин, ЖЭТФ **80**, 2175 (1981).
4. S. N. Atutov, St. Lesjak, S. P. Pod'yachev, and A. M. Shalagin, Opt. Commun. **60**, 41 (1986).
5. С. Н. Атутов, И. М. Ермолаев, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **92**, 1215 (1987).
6. G. Nienhuis, Phys. Rep. **138**, 151 (1986).
7. H. G. C. Werij and J. P. Woerdman, Phys. Rep. **169**, 145 (1988).
8. E. R. Eliel, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **30**, 199 (1992).
9. L. J. F. Hermans, Int. Rev. Phys. Chem. **11**, 289 (1992).
10. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam—New York—Oxford (1991).
11. В. Р. Мироненко, А. М. Шалагин, Изв. АН СССР, сер. физ. **45**, 995 (1981).
12. П. Л. Чаповский, Изв. АН СССР, сер. физ. **53**, 1069 (1989).
13. А. Е. Бакарев, А. Л. Макасы, П. Л. Чаповский, КЭ **13**, 30 (1986).
14. G. J. van der Meer, J. Smeets, S. P. Pod'yachev, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **45**, R1303 (1992).
15. P. L. Chapovsky, G. J. van der Meer, J. Smeets, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **45**, 8011 (1992).
16. G. J. van der Meer, J. Smeets, E. R. Eliel, P. L. Chapovsky, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **47**, 529 (1993).
17. E. J. van Duijn, H. I. Bloemink, E. R. Eliel, and L. J. F. Hermans, Phys. Lett. A **184**, 93 (1993).
18. E. J. van Duijn, R. Nokhai, and L. J. F. Hermans, J. Chem. Phys. **105**, 6375 (1996).
19. F. Yahyaei-Moayyed and A. D. Streater, Phys. Rev. A **53**, 4331 (1996).
20. B. Nagels, P. L. Chapovsky, L. J. F. Hermans, G. J. van der Meer, and A. M. Shalagin, Phys. Rev. A **53**, 4305 (1996).
21. F. Kh. Gel'mukhanov and A. I. Parkhomenko, Phys. Lett. A **162**, 45 (1992).
22. Ф. Х. Гельмуханов, А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **102**, 424 (1992).
23. F. Kh. Gel'mukhanov, G. V. Kharlamov, and S. G. Rautian, Opt. Commun. **94**, 521 (1992).
24. I. Kušcer, L. J. F. Hermans, P. L. Chapovsky, J. J. M. Beenakker, and G. J. van der Meer, J. Phys. B **26**, 2837 (1993).
25. F. Kh. Gel'mukhanov and A. I. Parkhomenko, J. Phys. B **28**, 33 (1995).
26. А. И. Пархоменко, Опт. и спектр. **80**, 604 (1996).
27. F. Kh. Gel'mukhanov, A. I. Parkhomenko, T. I. Privalov, and A. M. Shalagin, J. Phys. B **30**, 1819 (1997).
28. А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **115**, 1664 (1999).
29. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
30. R. H. G. Reid, J. Phys. B **8**, L493 (1975).
31. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
32. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
33. A. D. Streater and J. P. Woerdman, J. Phys. B **22**, 677 (1989).
34. W. Harper, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
35. Л. В. Ильичев, А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **112**, 856 (1997).
36. S. N. Atutov, A. I. Parkhomenko, S. P. Pod'yachev, and A. M. Shalagin, J. Phys. B **25**, 2943 (1992).
37. J. Pascale and J. Vandeplanque, J. Chem. Phys. **60**, 2278 (1974).
38. N. Allard and J. Kielkopf, Rev. Mod. Phys. **54**, 1103 (1982).
39. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).
40. W. A. Hamel, J. E. M. Haverkort, H. G. C. Werij, and J. P. Woerdman, J. Phys. B **19**, 4127 (1986).