

АНОМАЛЬНЫЙ ДРЕЙФ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ В БУФЕРНОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Л. В. Ильичев, А. И. Пархоменко

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

Поступила в редакцию 31 декабря 1996 г.

Теоретически исследован дрейф резонансных частиц в буферной среде под действием бегущей световой волны с учетом зависимости транспортной частоты столкновений от скорости. В условиях доминанции светового давления над эффектом светоиндуцированного дрейфа (низкое давление буферного газа, дрейф электронов проводимости в полупроводниках) обнаружена неизвестная ранее резкая трансформация спектральной зависимости скорости дрейфа резонансных частиц: вместо обычной колоколообразной формы спектр скорости становится двугорбым с глубоким провалом в центре линии поглощения. Показано, что наиболее сильная трансформация спектра скорости дрейфа возникает в атмосфере тяжелого буферного газа в случае кулоновского потенциала взаимодействия между резонансными и буферными частицами. Эффект трансформации обусловлен изменением транспортной частоты столкновений резонансных частиц с буферными вследствие эффекта отдачи при поглощении излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике селективного воздействия излучения на поступательное движение резонансных частиц в буферной среде (атомы и молекулы в газовой среде, ионы в плазме, электроны проводимости в твердых телах, причем роль буферного газа для электронов играют фононы, примеси и дефекты решетки) в настоящее время наибольшее внимание привлекают два эффекта: резонансное световое давление [1–3] и открытый в 1979 г. эффект светоиндуцированного дрейфа¹⁾ [4–11].

Световое давление и светоиндуцированный дрейф качественно проявляются одинаково — создаются потоки поглощающих частиц в газах и твердых телах. В зависимости от конкретных объектов и условий либо необходимо рассматривать совместное действие этих эффектов (в случае их «конкуренции»), либо одним из эффектов можно пренебречь.

Условия доминанции светового давления над светоиндуцированным дрейфом могут выполняться в случае воздействия света на электроны проводимости в полупроводниках (генерация фотоэдс), а в газовых средах — в случае низкого давления буферного газа.

Важной характеристикой проявления светового давления является спектральная зависимость скорости дрейфа и поглощающих частиц в буферной среде под действием

¹⁾ В первых публикациях [4, 9] эффект назывался светоиндуцированной диффузией. Дыхне предложен более удачный термин «светоиндуцированный дрейф» [10], который и стал употребляться в дальнейшем.

светового давления (например, спектральная зависимость скорости дрейфа электронов в полупроводнике непосредственно связана со спектральной характеристикой чувствительности полупроводникового приемника излучения, основанного на эффекте увлечения электронов фотонами). При не зависящей от величины скорости $v = |\mathbf{v}|$ транспортной частоте столкновений резонансных частиц с буферными ($\nu(v) = \nu = \text{const}$) скорость дрейфа \mathbf{u} дается хорошо известным выражением (см., например, [7])

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{k}}{k} v_r \frac{P}{\nu}, \quad (1)$$

где P — вероятность поглощения излучения частицей в единицу времени, \mathbf{k} — волновой вектор излучения, $v_r = \hbar k/M$ — скорость отдачи при поглощении (испускании) фотона, M — масса поглощающих частиц. Таким образом, при $\nu(v) = \text{const}$ спектр скорости дрейфа \mathbf{u} полностью совпадает со спектральной характеристикой коэффициента поглощения излучения. В случае двухуровневых частиц (который мы и будем далее рассматривать) вероятность поглощения P (скорость \mathbf{u}) имеет хорошо известный колоколообразный вид, описываемый фойгтовской функцией.

При $\nu(v) \neq \text{const}$ детальный анализ светового давления, насколько нам известно, не проводился. На первый взгляд кажется, что естественное обобщение

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{k}}{k} v_r \int \frac{P(\mathbf{v})}{\nu(v)} d\mathbf{v} \quad (2)$$

формулы (1) для скорости дрейфа в случае $\nu(v) \neq \text{const}$ является достаточным и никаких резких особенностей ожидать не приходится (здесь $P(\mathbf{v})$ — вероятность поглощения излучения в единицу времени частицей с фиксированной скоростью \mathbf{v} , так что $P \equiv \int P(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$). Действительно, спектр скорости (2) также будет иметь колоколообразную форму, суженную или расширенную по сравнению со случаем $\nu(v) = \text{const}$ в зависимости от увеличения или уменьшения частоты столкновений $\nu(v)$ с ростом v .

Учет изменения транспортной частоты столкновений $\nu(v)$ из-за приобретения частицей при поглощении излучения дополнительной скорости v_r в направлении волнового вектора \mathbf{k} , казалось бы, лишен особого смысла из-за малой ($\sim v_r/\bar{v} \ll 1$, где \bar{v} — среднетепловая скорость частиц, определяющая характерный масштаб изменения $\nu(v)$) поправки к частоте столкновения. Тем не менее оказывается, что именно эта малая поправка может привести к неожиданно резкому качественному изменению спектра скорости дрейфа \mathbf{u} : вместо обычной колоколообразной формы спектр скорости становится двугорбым с глубоким провалом в центре линии поглощения.

Теоретическому исследованию этой неожиданно резкой трансформации спектра скорости дрейфа и посвящена настоящая работа.

2. КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА

Поясним физику возникновения аномального спектра скорости дрейфа. Рассмотрим двухуровневые поглощающие частицы, находящиеся в атмосфере буферного газа. Для простоты будем полагать, что транспортные частоты столкновений $\nu_m(v)$ и $\nu_n(v)$ резонансных частиц на комбинирующих уровнях m и n с буферной средой равны между собой, $\nu_m(v) = \nu_n(v) = \nu(v)$, и что частицы полностью теряют память о своей скорости в результате одного столкновения. Ради простоты будем полагать также, что за

время жизни в возбужденном состоянии m частица испытывает много столкновений. Рассмотрим случай доплеровского уширения линии поглощения, когда с излучением взаимодействуют только те частицы, проекция скорости v_z которых на волновой вектор \mathbf{k} близка к $v_0 = \Omega/k$, где $\Omega = \omega - \omega_{mn}$ — отстройка частоты излучения ω от частоты центра линии поглощения ω_{mn} . Ортогональные вектору \mathbf{k} проекции скорости v_x и v_y при этом могут быть любыми. Поскольку распределение по скоростям v_x и v_y практически равновесно [7], для оценок предварительно усредним задачу по v_x и v_y . Тем самым трехмерная задача эффективно сводится к одномерной задаче с транспортной частотой, зависящей только от модуля проекции скорости v_z .

Проследим за судьбой отдельной частицы. Частица, имевшая первоначально произвольную проекцию скорости v_z , в результате ряда столкновений попадает в область резонансных скоростей с $v_z = v_0$. При возбуждении (вероятность поглощения излучения частицей в единицу времени будем характеризовать величиной P) частица из-за эффекта отдачи приобретает дополнительную скорость v_r в направлении волнового вектора \mathbf{k} , и поэтому она появляется в возбужденном состоянии m с проекцией скорости $v_z = v_0 + v_r$. Транспортные пути пробега \mathbf{l}_n и \mathbf{l}_m частицы в основном и возбужденном состоянии отличаются друг от друга в силу зависимости транспортной частоты столкновений от скорости v_z :

$$\mathbf{l}_n = \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{v_0}{\nu(v_0)}, \quad \mathbf{l}_m = \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{v_0 + v_r}{\nu(v_0 + v_r)}. \quad (3)$$

В итоге частица, совершавшая до возбуждения случайные блуждания, приобретает направленное смещение $\mathbf{l} = \mathbf{l}_m - \mathbf{l}_n$. Описанный процесс смещения повторяется за единицу времени P раз и приводит к дрейфу резонансных частиц со средней скоростью

$$\mathbf{u} = \mathbf{l}P. \quad (4)$$

Из (3) и (4) находим

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_r + \mathbf{u}_a, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{u}_r = \frac{\mathbf{k}}{k} v_r \frac{P}{\nu(v_0 + v_r)}, \quad \mathbf{u}_a = -\frac{v_0}{v_r} \frac{\Delta\nu}{\nu} \mathbf{u}_r, \quad \frac{\Delta\nu}{\nu} \equiv \frac{\nu(v_0 + v_r) - \nu(v_0)}{\nu(v_0)}. \quad (6)$$

Парциальная скорость дрейфа \mathbf{u}_r в (5) имеет (так же, как и вероятность поглощения P) колоколообразную форму спектральной зависимости от частоты излучения и является хорошо известной «обычной» реакцией системы на спонтанное световое давление. Второе слагаемое \mathbf{u}_a в (5) обусловлено изменением транспортной частоты столкновений из-за эффекта отдачи. Именно это слагаемое отвечает за резкую трансформацию спектра скорости дрейфа \mathbf{u} .

Рассмотрим поведение аномальной парциальной скорости дрейфа \mathbf{u}_a . Если масса резонансных частиц меньше или сравнима с массой буферных частиц, то характерный масштаб изменения транспортной частоты $\nu(v_z) \equiv \nu(|v_z|)$ может быть порядка тепловой скорости \bar{v} [7] и для фактора $\Delta\nu/\nu$ находим оценку $|\Delta\nu|/\nu \sim v_r/\bar{v}$. Таким образом, аномальная парциальная скорость дрейфа \mathbf{u}_a может достигать значений

$$|\mathbf{u}_a| \sim \frac{|\Omega|}{k\bar{v}} |\mathbf{u}_r|, \quad (7)$$

и при $|\Omega| > k\bar{v}$ ее вклад в полную скорость дрейфа \mathbf{u} (5) может превышать вклад \mathbf{u}_r от «обычного» отклика среды на световое давление (величина $k\bar{v}$ — доплеровская ширина линии поглощения).

Направление скорости \mathbf{u}_a (6) зависит от знака произведения $v_0\Delta\nu \propto \Omega\Delta\nu$. Если транспортная частота $\nu(v_z)$ увеличивается с ростом $|v_z|$, то $\Delta\nu > 0$ при $v_0 \propto \Omega > 0$ и $\Delta\nu < 0$ при $v_0 \propto \Omega < 0$. Таким образом, в этом случае скорость \mathbf{u}_a направлена против \mathbf{u}_r (против \mathbf{k}).

Если же $\nu(v_z)$ уменьшается с ростом $|v_z|$, то, наоборот, $\Delta\nu < 0$ при $\Omega > 0$ и $\Delta\nu > 0$ при $\Omega < 0$. В этом случае направления скоростей \mathbf{u}_a и \mathbf{u}_r совпадают.

В центре линии поглощения ($\Omega = 0$) из (6) имеем $\mathbf{u}_a = 0$. Таким образом, спектральная форма \mathbf{u}_a есть четная двугорбая функция расстройки частоты излучения Ω с нулем при $\Omega = 0$. При совпадении направлений \mathbf{u}_a и \mathbf{u}_r (т. е. когда частота столкновений $\nu(v_z)$ уменьшается с ростом $|v_z|$) спектр полной скорости дрейфа \mathbf{u} (5) может стать двугорбым с провалом в центре линии поглощения. В случае же противоположных направлений \mathbf{u}_a и \mathbf{u}_r спектр скорости дрейфа \mathbf{u} просто сужается без резких качественных изменений.

3. ОБЩИЕ ВЫРАЖЕНИЯ

Рассмотрим взаимодействие бегущей монохроматической электромагнитной волны $\mathcal{E} = [E \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) + \text{с.с.}]/2$ с двухуровневыми поглощающими частицами, находящимися в смеси с буферными частицами. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощающего газа N . Взаимодействие частиц с излучением при учете эффекта отдачи описывается следующими уравнениями для матрицы плотности [7, 12]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \Gamma_m \right) \rho_m(\mathbf{v}) = S_m(\mathbf{v}) + NP(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi}),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla \right) \rho_n(\mathbf{v}) = S_n(\mathbf{v}) + \hat{\Gamma}_m \rho_m(\mathbf{v}) - NP(\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi}), \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right] \rho_{mn}(\mathbf{v}) = S_{mn}(\mathbf{v}) + iG [\rho_n(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi}) - \rho_m(\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi})],$$

где

$$NP(\mathbf{v}) = -2 \operatorname{Re} [iG^* \rho_{mn}(\mathbf{v})], \quad \boldsymbol{\xi} = \frac{\hbar\mathbf{k}}{2M},$$

$$\hat{\Gamma}_m \rho_m(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma_m}{4\pi} \int \rho_m(\mathbf{v} + 2\xi\mathbf{n}) d\mathbf{n}, \quad (9)$$

$$G = \frac{Ed_{mn}}{2\hbar}, \quad \Omega_0 = \omega - \omega_{mn}.$$

Здесь $\rho_n(\mathbf{v})$ и $\rho_m(\mathbf{v})$ — распределения частиц по скоростям на основном (n) и возбужденном (m) уровнях, $N = N_m + N_n$ — концентрация поглощающих частиц ($N_i = \int \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$),

$S_i(\mathbf{v})$ и $S_{mn}(\mathbf{v})$ — интегралы столкновений, d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода $m - n$, ω_{mn} — частота перехода $m - n$, M — масса поглощающих частиц, Γ_m — скорость спонтанной релаксации возбужденного уровня m , $\hat{\Gamma}_m \rho_m(\mathbf{v})$ — интегральный оператор, описывающий радиационный приход частиц с возбужденного уровня на основной с учетом изменения скорости частиц из-за эффекта отдачи при спонтанном испускании, \mathbf{n} — единичный вектор, определяющий направление спонтанного излучения, $P(\mathbf{v})$ — вероятность поглощения излучения в единицу времени частицей с фиксированной скоростью \mathbf{v} .

В отсутствие фазовой памяти при столкновениях недиагональный интеграл столкновений имеет вид

$$S_{mn}(\mathbf{v}) = -[\nu_{mn}(v) + i\Delta_{mn}(v)]\rho_{mn}(\mathbf{v}), \quad (10)$$

где $\nu_{mn}(v)$ и $\Delta_{mn}(v)$ — ударное уширение и столкновительный сдвиг уровней соответственно. В стационарных и пространственно-однородных условиях для вероятности поглощения $P(\mathbf{v})$ (9) из последнего уравнения в (8) с помощью (10) находим

$$NP(\mathbf{v}) = 2|G|^2 Y(\mathbf{v}) [\rho_n(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi}) - \rho_m(\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi})], \quad (11)$$

где

$$Y(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma(v)}{\Gamma^2(v) + [\Omega(v) - \mathbf{k}\mathbf{v}]^2}, \quad \Gamma(v) = \frac{\Gamma_m}{2} + \nu_{mn}(v), \quad \Omega(v) = \Omega_0 - \Delta_{mn}(v). \quad (12)$$

Для диагонального интеграла столкновений будем использовать модель изотропно-го по скоростям «прихода»:

$$S_i(\mathbf{v}) = -\nu_i(v)\rho_i(\mathbf{v}) + S_i^{(2)}(v), \quad (13)$$

где член прихода $S_i^{(2)}(v)$ является функцией модуля скорости $v = |\mathbf{v}|$. Столкновительная модель (13) учитывает зависимость частоты столкновений от скорости и в то же время позволяет получить аналитическое решение рассматриваемой задачи. Подчеркнем, что величина $\nu_i(v)$ в (13) является транспортной частотой столкновений. Действительно, сила внутреннего трения \mathbf{F}_i , обусловленная столкновениями резонансных частиц в состоянии i с буферным газом, с одной стороны, дается известным выражением через интеграл столкновений

$$\mathbf{F}_i = M \int \mathbf{v} S_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (14)$$

С другой стороны, эта же сила может быть представлена в виде [7]

$$\mathbf{F}_i = -M \int \nu_{itr}(v) \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (15)$$

где $\nu_{itr}(v)$ — транспортная частота столкновений. В подынтегральном выражении в (15) произведение $\mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v})$ есть плотность (в \mathbf{v} -пространстве) потока частиц со скоростью \mathbf{v} , а величина $M \nu_{itr}(v) \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v})$ есть плотность силы трения, действующей на поток. Подставляя (13) в (14) и сравнивая с (15), заключаем, что $\nu_i(v)$ в (13) есть транспортная частота столкновений.

Найдем скорость дрейфа резонансных частиц:

$$\mathbf{u} \equiv \frac{\mathbf{j}_m + \mathbf{j}_n}{N}, \quad \mathbf{j}_i = \int \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (16)$$

где \mathbf{j}_i — поток частиц в состоянии i . В стационарных и пространственно-однородных условиях из первых двух уравнений в (8) с учетом (13) для потоков \mathbf{j}_i получим

$$\mathbf{j}_m = N \int \mathbf{v} \frac{P(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi})}{\Gamma_m + \nu_m(v)} d\mathbf{v}, \quad (17)$$

$$\mathbf{j}_n = \frac{\Gamma_m}{4\pi} \int \mathbf{v} \frac{\rho_m(\mathbf{v} + 2\xi\mathbf{n})}{\nu_n(v)} d\mathbf{n} d\mathbf{v} - N \int \mathbf{v} \frac{P(\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi})}{\nu_n(v)} d\mathbf{v}.$$

При $\nu_n(v) = \text{const}$ эффект отдачи не влияет на величину интегрального члена в выражении (17) для \mathbf{j}_n . Это следует из того, что спонтанный переход с уровня m на уровень n не изменяет в среднем импульс частиц и поэтому

$$\frac{1}{4\pi} \int \mathbf{v} \rho_m(\mathbf{v} + 2\xi\mathbf{n}) d\mathbf{n} d\mathbf{v} = \int \mathbf{v} \rho_m(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (18)$$

При вычислении скорости дрейфа в общем случае $\nu_n(v) \neq \text{const}$ и эффектом отдачи в первом интегральном члене для \mathbf{j}_n (17) можно пренебречь, как показывает анализ, при условии

$$\frac{\xi}{\Delta v_n} \ll 1, \quad (19)$$

где Δv_n — характерный масштаб изменения транспортной частоты $\nu_n(v)$.

При условии (19) для скорости дрейфа \mathbf{u} (16) находим

$$\mathbf{u} = \int \mathbf{v} \left[\frac{\nu_n(v) - \nu_m(v)}{\nu_n(v)} \frac{P(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi})}{\Gamma_m + \nu_m(v)} + \frac{P(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi}) - P(\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi})}{\nu_n(v)} \right] d\mathbf{v}. \quad (20)$$

Индукцированный излучением поток резонансных частиц $\mathbf{j} \equiv N\mathbf{u}$, согласно (20), состоит из двух частей: потока, обусловленного действием радиационной силы из-за эффекта отдачи (второй член в подынтегральном выражении, не равный нулю только при учете эффекта отдачи), и потока, обусловленного асимметрией функции $P(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi})$ и разностью транспортных частот столкновений для уровней m и n . При пренебрежении эффектом отдачи ($\boldsymbol{\xi} = 0$) формула (20) описывает обыкновенный эффект светоиндуцированного дрейфа.

4. СЛАБАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для вычисления скорости дрейфа (20) ограничимся условием слабой интенсивности излучения:

$$\frac{2|G|^2}{\Gamma_m} \ll \Gamma + k\bar{v}, \quad \frac{\bar{v}\nu_n}{\xi\Gamma_m} (\Gamma + k\bar{v}), \quad \Gamma \left(1 + \frac{\nu_m}{\Gamma_m} \right), \quad (21)$$

где ν_i и Γ — характерные (средние) значения $\nu_i(v)$ и $\Gamma(v)$, $\bar{v} = \sqrt{2k_B T/M}$ — наиболее вероятная скорость поглощающих частиц, T — температура, k_B — постоянная Больцмана. В условиях (21) в (11) можно пренебречь заселенностью возбужденного уровня ($\rho_m(\mathbf{v}) = 0$), а распределение заселенностей по скоростям в основном состоянии считать близким к максвелловскому ($\rho_n(\mathbf{v}) = NW(\mathbf{v})$, где $W(\mathbf{v})$ — распределение Максвелла). При этом в линейном по параметру ξ/\bar{v} приближении из (11) получим

$$P(\mathbf{v}) = P_0(\mathbf{v}) \left(1 + \frac{2\mathbf{v}\xi}{\bar{v}^2} \right), \quad P_0(\mathbf{v}) = 2|G|^2 Y(\mathbf{v}) W(\mathbf{v}). \quad (22)$$

Подставив (22) в (20) и полагая, что условие типа (19) выполнено также и для транспортной частоты столкновений $\nu_m(v)$, можно получить следующее выражение для скорости дрейфа резонансных частиц:

$$\mathbf{u} \equiv \frac{\mathbf{k}}{k} u, \quad u = u_l + u_r + u_{lr} + u_a, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} u_l &= \int v_z \tau(v) P_0(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, & u_r &= 2\xi \int \frac{P_0(\mathbf{v})}{\nu_n(v)} d\mathbf{v}, \\ u_{lr} &= \xi \int \tau(v) P_0(\mathbf{v}) \left[1 + \frac{2v_z^2}{\bar{v}^2} \right] d\mathbf{v}, & (24) \\ u_a &= -\frac{\xi}{\bar{v}} \int \frac{v_z^2}{v} \frac{P_0(\mathbf{v})}{\nu_n(v)} [2\alpha_n(v) + q(v)] d\mathbf{v}. \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} q(v) &= \frac{\nu_m(v)}{\Gamma_m + \nu_m(v)} \left[\frac{\Gamma_m + \nu_n(v)}{\Gamma_m + \nu_m(v)} \alpha_m(v) - \alpha_n(v) \right], \\ \tau(v) &= \frac{\nu_n(v) - \nu_m(v)}{\nu_n(v) [\Gamma_m + \nu_m(v)]}, & \alpha_i(v) &= \bar{v} \frac{d}{dv} \ln \nu_i(v), & v_z &= \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{k}. \end{aligned} \quad (25)$$

Таким образом, в соответствии с (23) и (24) скорость дрейфа (а следовательно, и сила, действующая на резонансные частицы) складывается из четырех составляющих, имеющих разную физическую природу. Первое слагаемое в (23) u_l , обусловленное асимметрией вероятности поглощения $P_0(\mathbf{v})$ и различием транспортных частот столкновений на комбинирующих уровнях m и n ($\tau(v) \neq 0$), есть обычная скорость светоиндуцированного дрейфа. Второе слагаемое u_r обусловлено только эффектом отдачи ($\xi \neq 0$) и является «обычной» реакцией системы на спонтанное световое давление. Третье слагаемое u_{lr} обусловлено как эффектом отдачи, так и различием транспортных частот столкновений. В интенсивном поле и при больших давлениях буферного газа ($|\nu_m - \nu_n| > \Gamma_m$) слагаемое u_{lr} обуславливает эффект «отрицательного» светового давления, рассмотренный в [13]. Наконец, четвертое слагаемое u_a обусловлено эффектом отдачи и зависимостью транспортных частот столкновений $\nu_i(v)$ от скорости. Если частоты не зависят от скорости, $\nu_i(v) = \text{const}$, то $\alpha_i(v) = 0$ и слагаемое u_a исчезает.

Проинтегрировав (24) по направлениям скорости \mathbf{v} , для парциальных скоростей дрейфа u_l, u_r, u_{lr} и u_a окончательно получим следующие выражения:

$$u_l = \bar{v} \frac{2\kappa\Gamma_m}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty t\tau(t)f(t)\exp(-t^2)dt, \quad (26)$$

$$u_r = \xi \frac{4\kappa\Gamma_m}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{t\psi(t)}{\nu_n(t)} \exp(-t^2)dt, \quad (27)$$

$$u_{lr} = \xi \frac{2\kappa\Gamma_m}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty t\tau(t)[\psi(t) + 2J(t)]\exp(-t^2)dt, \quad (28)$$

$$u_a = -\xi \frac{2\kappa\Gamma_m}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{2\alpha_n(t) + q(t)}{\nu_n(t)} J(t)\exp(-t^2)dt. \quad (29)$$

Здесь введены функции

$$\begin{aligned} \psi(t) &= \operatorname{arctg} \frac{t+x}{y} + \operatorname{arctg} \frac{t-x}{y}, \\ f(t) &= x\psi(t) + \frac{y}{2} \ln \frac{y^2 + (t-x)^2}{y^2 + (t+x)^2}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$J(t) = (x^2 - y^2)\psi(t) + 2yt + xy \ln \frac{y^2 + (t-x)^2}{y^2 + (t+x)^2}$$

от безразмерной скорости $t = v/\bar{v}$ и обозначения

$$\kappa = \frac{2|G|^2}{\Gamma_m k \bar{v}}, \quad y = \frac{\Gamma(v)}{k \bar{v}}, \quad x = \frac{\Omega(v)}{k \bar{v}}, \quad (31)$$

где κ — параметр насыщения, x — безразмерная расстройка частоты излучения.

В соответствии с (26)–(30) скорость u_l является, как и должно быть [4–11], нечетной функцией расстройки частоты излучения x , а парциальные скорости дрейфа u_r , u_{lr} и u_a оказываются четными функциями расстройки.

5. ТРАНСПОРТНАЯ ЧАСТОТА СТОЛКНОВЕНИЙ

Для вычисления слагаемых скорости дрейфа (26)–(29) необходимо знать зависимость транспортной частоты столкновений от параметра t . Для степенных потенциалов взаимодействия между частицами,

$$U_i(r) \propto r^{-n}, \quad (32)$$

эта зависимость может быть вычислена в явном виде [14]:

$$\nu_i(t) = \nu_i(0) {}_1F_1\left(a-1; \frac{5}{2}; -\beta t^2\right), \quad a \equiv \frac{2}{n} + \frac{1}{2}, \quad (33)$$

где $\beta = M_B/M$ — отношение масс частиц буферного (M_B) и поглощающего газов, ${}_1F_1(a; b; x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Куммера. Отсюда следует, что транспортная частота столкновений уменьшается с ростом t при $n < 4$ и увеличивается с ростом t при $n > 4$. При $n = 4$ частота столкновений $\nu_i(t) = \nu_i(0) = \text{const}$ не зависит от скорости. Зависимостью $\nu_i(t)$ от t в (26)–(29) можно также пренебречь в случае легких буферных частиц ($\beta \ll 1$). С ростом параметра β зависимость $\nu_i(t)$ от t увеличивается и становится максимальной в случае тяжелых буферных частиц ($\beta \gg 1$).

Парциальная скорость дрейфа u_a (29) обусловлена зависимостью транспортной частоты столкновений от скорости и возникает только при $\alpha_i(t) \neq 0$. Для степенного потенциала (32)

$$\alpha_i(t) = 2\beta t \frac{n-4}{5n} \frac{{}_1F_1(a; 7/2; -\beta t^2)}{{}_1F_1(a-1; 5/2; -\beta t^2)}. \quad (34)$$

Так же, как и частота $\nu_i(t)$, функция $\alpha_i(t)$ наиболее сильно зависит от t в случае тяжелых буферных частиц.

6. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Чтобы в выражении (23) выделить аномальную зависимость скорости дрейфа, обусловленную членом u_a , рассмотрим случай

$$|\nu_m(v) - \nu_n(v)| \ll [\Gamma_m + \nu_m(v)] \frac{\xi}{v}. \quad (35)$$

При этом $|u_l|, |u_{lr}| \ll u_r$ и полная скорость дрейфа обусловлена только «обычной» (u_r) и аномальной (u_a) реакциями среды на спонтанное световое давление:

$$u = u_r + u_a. \quad (36)$$

Кроме того, ради простоты будем полагать низким давление буферного газа:

$$\nu_i(v) \ll \Gamma_m. \quad (37)$$

Это позволяет пренебречь зависимостью параметров x, y (31) от v , а также упрощает формулу (29) для u_a , так как в ней можно положить $q(t) = 0$.

Так как функция $\alpha_i(t)$ принимает максимальные значения в случае тяжелых буферных частиц, то аномальная реакция среды u_a на световое давление максимальна в пределе $\beta \rightarrow \infty$, соответствующем модели газа Лоренца (см., например, [15]). Для газа Лоренца в пределе доплеровского уширения ($y \rightarrow 0$) при степенном потенциале взаимодействия (32) в условиях (35), (37) из (27), (29) можно получить следующие выражения для парциальных скоростей дрейфа:

$$\begin{aligned} \frac{u_r(x)}{u(0)} &= 1 - \frac{|x|^{2a}}{\Gamma(a+1)} \exp(-x^2) {}_1F_1(1; a+1; x^2), \\ \frac{u_a(x)}{u(0)} &= 2x^2 - \frac{2|x|^{2a}}{\Gamma(a)} \exp(-x^2) {}_1F_1(1; a; x^2), \end{aligned} \quad (38)$$

где параметр a определен в (33). Здесь в качестве аргумента для $u_r(x)$ и $u_a(x)$ указана безразмерная отстройка частоты излучения x , а их величина нормирована на значение скорости дрейфа $u(x) = u_r(x) + u_a(x)$ в точке $x = 0$.

При малых значениях безразмерной расстройки частоты излучения ($x^2 \ll 1$) из (38) следует

$$\frac{u_r(x)}{u(0)} = 1 - \frac{|x|^{2a}}{\Gamma(a+1)}, \quad \frac{u_a(x)}{u(0)} = \begin{cases} 2x^2, & n < 4, \\ -\frac{2|x|^{2a}}{\Gamma(a)}, & n > 4. \end{cases} \quad (39)$$

При больших расстройках ($x^2 \gg 1$) из (38) получаем

$$\frac{u_r(x)}{u(0)} = \frac{|x|^{2a-2}}{\Gamma(a)} \exp(-x^2), \quad \frac{u_a(x)}{u_r(x)} = \frac{4-n}{n}. \quad (40)$$

Из (38) следует, что аномальная парциальная скорость дрейфа $u_a(x)$ сравнима по величине с «обычной» реакцией среды $u_r(x)$ на световое давление. Скорость $u_a(x)$ положительна ($u_a(x) = \mathbf{k}u_a(x)/k$ направлена по волновому вектору излучения \mathbf{k}) для степенных потенциалов с $n < 4$ и отрицательна ($u_a(x)$ направлена против \mathbf{k}) для потенциалов с $n > 4$. Из асимптотического поведения $u_a(x)$ (последняя формула в (40)) можно заключить, что положительная аномальная добавка $u_a(x)$ к скорости дрейфа максимальна для кулоновского потенциала ($n = 1$), а отрицательная аномальная добавка максимальна для модели твердых сфер ($n = \infty$), причем следует ожидать, что положительная добавка по величине в несколько раз больше отрицательной добавки.

Рисунки 1–3 иллюстрируют результаты расчетов парциальных $u_r(x)$, $u_a(x)$ и полной $u(x) = u_r(x) + u_a(x)$ скоростей дрейфа по формулам (27) и (29) в условиях (35), (37) для степенных потенциалов взаимодействия. Рисунок 1 показывает чувствительность аномальной добавки $u_a(x)$ к отношению масс β буферных и резонансных частиц. В случае тяжелого буферного газа ($\beta \gg 1$) эта добавка максимальна и сильно изменяет спектральную зависимость полной скорости дрейфа $u(x)$ (рис. 1а). Как видно из сравнения рис. 1а и 1б, для рассматриваемой задачи предел лоренцевского газа ($\beta \rightarrow \infty$) фактически достигается начиная уже с $\beta \approx 3$. Другими словами, значение $\beta = 3$ фактически равносильно условию $\beta \gg 1$.

Для кулоновского потенциала ($n = 1$) максимальное значение $u_a(x)$ достигается при $x_{max} = 1.4$ и в 1.16 раз больше максимального значения $u_r(x)$, достигающегося при нулевой расстройке частоты излучения (рис. 1а). Расчеты показывают, что для степенных потенциалов с $n = 2$ и $n = 3$ максимум $u_a(x)$ достигается (при $y \ll 1, \beta \gg 1$) в точках $x_{max} = 0.87$ и $x_{max} = 0.77$ соответственно, а отношение $u_a(x_{max})/u_r(0)$ равно соответственно 0.33 и 0.1. Таким образом, отношение $u_a(x_{max})/u_r(0)$ для потенциалов с разными n примерно равно $(4-n)/3n$ (ср. с асимптотическим поведением отношения $u_a(x)/u_r(x)$ (40)).

При $n > 4$ аномальная добавка меняет знак и ее влияние на полную скорость дрейфа $u(x)$ приводит лишь к незначительному сужению спектра $u(x)$ (рис. 2).

В пределе доплеровского уширения линии поглощения ($y \rightarrow 0$) аномальная добавка при нулевой расстройке частоты излучения равна нулю $u_a(0) = 0$ (см. (39) и рис. 1, 2). Если же условие доплеровского уширения $y \ll 1$ не выполняется, то $u_a(0) \neq 0$ (рис. 3). При однородном уширении ($y \gg 1$), как показывают расчеты, функция $u_a(x)$ принимает колоколообразный вид. Например, для показанного на рис. 3 случая при

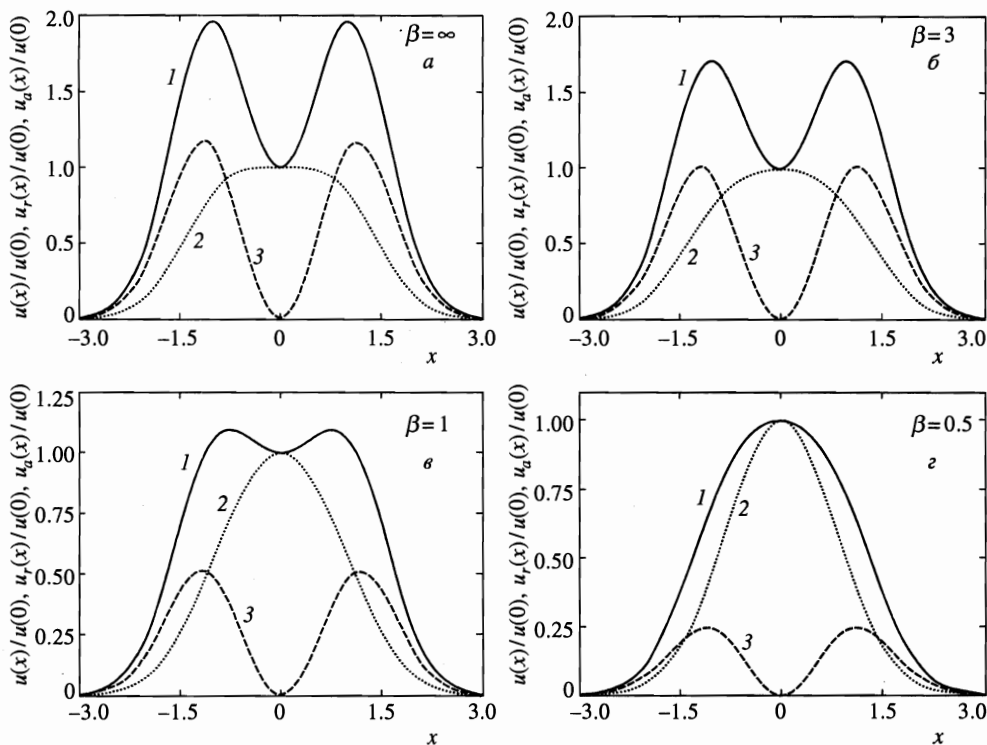


Рис. 1. Зависимость частичных $u_r(x)$, $u_a(x)$ и полной $u(x)$ скоростей дрейфа от безразмерной расстройки частоты излучения x для кулоновского потенциала взаимодействия ($n = 1$) при различных отношениях $\beta = M_B/M$ масс резонансных и буферных частиц и $y = 10^{-3}$:
 1 — $u(x)/u(0)$, 2 — $u_r(x)/u(0)$, 3 — $u_a(x)/u(0)$

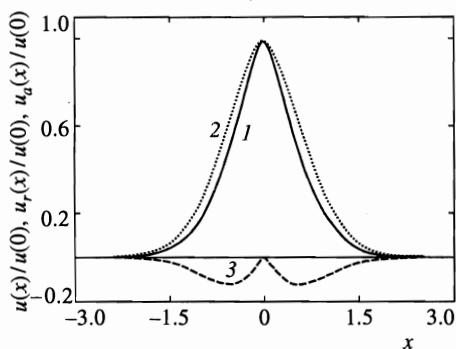


Рис. 2

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, при $n = 8$, $y \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow \infty$

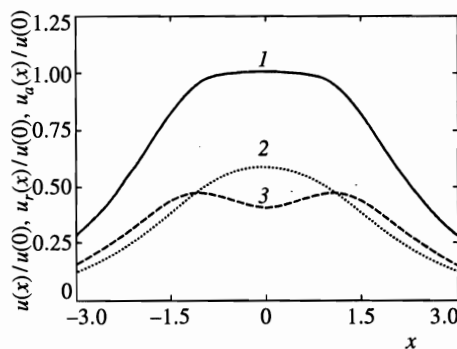


Рис. 3

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, при $n = 1$, $y = 1$, $\beta \rightarrow \infty$

замене $y = 1$ на $y = 5$ кривая 3 практически совпадает с кривой 2, т. е. $u_a(x) \simeq u_r(x)$. Это означает, что в случае однородного уширения линии поглощения при дрейфе легких заряженных частиц в атмосфере тяжелых заряженных буферных частиц ($n = 1, \beta \gg 1$) аномальный отклик среды на световое давление $u_a(x)$ увеличивает полную скорость дрейфа $u(x)$ ровно в два раза.

Полученные в данной работе формулы, описывающие дрейф резонансных частиц в буферной среде под действием бегущей монохроматической световой волны, естественным образом обобщаются на случай воздействия широкополосного излучения с произвольной спектральной интенсивностью $I(x)$. Для этого в формулах (26)–(29) достаточно заменить параметр насыщения κ на зависящий от частоты излучения параметр $\kappa(x)$:

$$\kappa(x) = \frac{BI(x)}{\pi\Gamma_m k\bar{v}}, \quad B = \frac{\lambda^2\Gamma_m}{4\hbar\omega} \quad (41)$$

(λ — длина волны излучения), затем провести дополнительное интегрирование по x в бесконечных пределах. Например, в случае воздействия на среду «белого» света ($I(x) = \text{const}$) из (38) для кулоновского потенциала взаимодействия ($n = 1$) получаем $\bar{u}_a/\bar{u}_r = 1$ (здесь черта над символом означает, что соответствующая величина проинтегрирована по x). Этот результат означает, в частности, что учет аномального отклика среды \bar{u}_a на световое давление увеличивает скорость дрейфа $\bar{u} = \bar{u}_r + \bar{u}_a$ ровно в два раза в случае дрейфа легких заряженных частиц в атмосфере тяжелых заряженных буферных частиц ($n = 1, \beta \gg 1$) под действием «белого» света при доплеровски уширенной линии поглощения.

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты могут быть важны при рассмотрении роли светового давления в плазме ($n = 1$) и при исследовании возбуждения фототока в полупроводниках вследствие эффекта увлечения электронов фотонами, особенно в случае доминирующего рассеяния электронов на заряженных примесях или дефектах ($n = 1, \beta \gg 1$), когда эффект трансформации спектра скорости дрейфа максимален.

Авторы признательны Ф. Х. Гельмуханову за поддержку и интерес к данной работе и А. М. Шалагину за ценные замечания.

Исследования, представленные в этой работе, проведены при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19556) и фонда The Netherlands Organization for Scientific Research.

Литература

1. А. П. Казанцев, УФН **124**, 113 (1978).
2. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
3. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
4. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **29**, 773 (1979).
5. G. Nienhuis, Phys. Rep. **138**, 151 (1986).
6. H. G. C. Werij and J. P. Woerdman, Phys. Rep. **169**, 145 (1988).

7. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam, New York, Oxford (1991).
8. E. R. Eliel, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **30**, 199 (1992).
9. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **78**, 1674 (1980).
10. А. М. Дыхне, А. Н. Старостин, *ЖЭТФ* **79**, 1211 (1980).
11. *Физическая энциклопедия*, т. 4, гл. ред. А. М. Прохоров, Большая Российская энциклопедия, Москва (1994).
12. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
13. Ф. Х. Гельмуханов, *КЭ* **8**, 1881 (1981).
14. F. Kh. Gel'mukhanov, L. V. P'ichov, and A. M. Shalagin, *Physica A* **137**, 502 (1986).
15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).