

# Дрейф ионов в магнитном поле при совместном действии эффектов СИД и светового давления

А.И.Пархоменко

*Теоретически исследовано влияние магнитного поля на дрейф ионов в слабоионизованном газе под совместным действием светоиндуцированного дрейфа (СИД) и светового давления. Показано, что при наложении внешнего магнитного поля может возникать поперечная направлению распространения излучения компонента скорости дрейфа ионов под действием света. Установлено, что в достаточно сильных магнитных полях эффект светового давления доминирует над эффектом СИД, в то время как в слабых магнитных полях ситуация обратная. Продемонстрировано радикальное изменение зависимости скорости дрейфа ионов от расстройки частоты излучения в магнитном поле, обусловленное действием на ионы силы Лоренца. Предсказывается, что с ростом магнитного поля проекция скорости дрейфа ионов на направление излучения должна изменять свой знак и может наблюдаться аномальный СИД.*

**Ключевые слова:** светоиндуцированный дрейф, световое давление, дрейф ионов в плазме.

## 1. Введение

В физике селективного воздействия излучения на поступательное движение частиц в буферной среде в настоящее время большое внимание привлекает открытый в 1979 г. эффект светоиндуцированного дрейфа (СИД) [1, 2]. Суть эффекта состоит в том, что частицы, взаимодействующие с бегущей световой волной и испытывающие столкновения с частицами буферного газа, приобретают направленное движение.

Эффект СИД в оптимальных для него условиях на несколько порядков превосходит широко известный эффект светового давления [3]. Теоретически показано, что при лазерном возбуждении скорость дрейфа, обусловленная СИД, может достигать тепловой скорости [4]. Экспериментально показано, что под действием СИД атомы могут дрейфовать со скоростью порядка нескольких десятков метров в секунду [5].

Из простых физических соображений легко понять, что внешнее магнитное поле может оказывать сильное влияние на СИД атомов, молекул и ионов. Можно выделить два аспекта такого влияния – спектральный и силовой. Спектральный аспект влияния магнитного поля на СИД обусловлен зеemanовским расщеплением линии поглощения и проявляется для любых (нейтральных или заряженных) частиц. Силовое влияние магнитного поля на СИД проявляется только для ионов и обусловлено силой Лоренца, действующей на дрейфующие в магнитном поле ионы.

К настоящему времени влияние магнитного поля на СИД исследовано недостаточно и исчерпывается работами [6–8]. Спектральный аспект влияния магнитного поля на СИД экспериментально продемонстрирован в

работе [6], где рассматривались пространственная локализация и накопление нейтральных атомов. Силовой аспект влияния магнитного поля на СИД ионов теоретически исследовался в работах [7, 8]. К сожалению, результаты [7, 8] не могут претендовать на достоверность, поскольку в анализируемых там уравнениях некорректно учтено влияние магнитного поля на СИД\*.

Таким образом, корректный анализ силового аспекта влияния магнитного поля на СИД ионов до сих пор фактически не проводился. Настоящая работа имеет целью частично восполнить этот пробел и посвящена теоретическому исследованию силового аспекта влияния магнитного поля на СИД ионов.

При анализе выяснилось, что для ионов в достаточно сильных магнитных полях эффект светового давления доминирует над эффектом СИД, поэтому мы рассматриваем совместное действие этих эффектов.

## 2. Общие соотношения

Рассмотрим находящийся в постоянном однородном магнитном поле трехкомпонентный слабоионизованный газ, состоящий из электронов, однозарядных положительных ионов и нейтральных атомов. В слабоионизованном газе учет столкновений заряженных частиц друг с другом не существен, т. к. частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными атомами много больше частот их столкновений друг с другом. Пусть излучение в виде бегущей монохроматической волны резонансно поглощается на переходе  $m - n$  между основным ( $n$ ) и первым возбужденным ( $m$ ) уровнями ионов. Далее мы со-

\*В работах [7, 8] не учтено влияние магнитного поля на скорость дрейфа ионов  $\mathbf{u}(r, t)$  (в обозначениях [7, 8]), входящую в уравнение для потока ионов (уравнение (8) в [7] и уравнение (1) в [8]). Анализируемое в [7, 8] уравнение для потока ионов фактически является видоизмененным первым уравнением системы (7) настоящей работы (при  $\mathbf{a} = 0$  и  $\xi = 0$ ) и в обозначениях настоящей работы имеет следующий вид:  $v_n \mathbf{J} + (v_m - v_n) \mathbf{j}_0 = -(\bar{v}^2/2) \nabla N + \omega_c [\mathbf{J} \mathbf{h}]$ , где поток  $\mathbf{j}_0$ , в отличие от потока  $\mathbf{J}_m$  в (7), не зависит от магнитного поля.

средоточимся на исследовании только силового воздействия магнитного поля на дрейф ионов и поэтому ограничимся рассмотрением простейшего случая, когда можно не принимать во внимание зеемановское расщепление линии поглощения. Такая ситуация, например, имеет место в случае простого эффекта Зеемана при поперечном магнитному полю  $\mathbf{B}$  направлении распространения излучения, линейно поляризованного вдоль  $\mathbf{B}$ .

В этих условиях взаимодействие излучения с ионами при учете эффекта отдачи описывается следующими уравнениями для матрицы плотности [9]:

$$\left[ \frac{d}{dt} + \Gamma_m \right] \rho_m(\mathbf{v}) = S_m(\mathbf{v}) + NP(\mathbf{v} - \xi),$$

$$\frac{d}{dt} \rho_n(\mathbf{v}) = S_n(\mathbf{v}) + \hat{\Gamma}_m \rho_m(\mathbf{v}) - NP(\mathbf{v} + \xi), \quad (1)$$

$$\left[ \frac{d}{dt} + \frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right] \rho_{mn}(\mathbf{v}) = S_{mn}(\mathbf{v}) + iG[\rho_n(\mathbf{v} - \xi) - \rho_m(\mathbf{v} + \xi)],$$

где

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a}_i \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}; \quad \mathbf{a}_i = \frac{e\mathbf{E}}{M} + \omega_c[\mathbf{v}\mathbf{h}]; \quad \omega_c = \frac{eB}{Mc};$$

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

$$NP(\mathbf{v}) = -2\text{Re}[iG^* \rho_{mn}(\mathbf{v})];$$

$$\xi = \frac{\hbar \mathbf{k}}{2M}; \quad |G|^2 = \frac{B_{nm} I}{2\pi}; \quad \Omega = \omega - \omega_{mn};$$

$\mathbf{h} = \mathbf{B}/B$ ;  $\rho_i(\mathbf{v})$  – функция распределения ионов по скоростям на уровне  $i = m, n$ ;  $N$  – полная концентрация ионов;  $S_m(\mathbf{v})$ ,  $S_n(\mathbf{v})$  и  $S_{mn}(\mathbf{v})$  – интегралы столкновений ионов;  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  – частота и волновой вектор излучения;  $\Gamma_m$  – скорость спонтанного распада возбужденного состояния  $m$ ;  $\hat{\Gamma}_m \times \rho_m(\mathbf{v})$  – интегральный оператор, описывающий радиационный приход частиц с возбужденного уровня  $m$  на основной уровень  $n$  с учетом изменения скорости частиц из-за эффекта отдачи при спонтанном испускании;  $\mathbf{n}_r$  – единичный вектор, определяющий направление спонтанного излучения;  $\omega_{mn}$  – частота перехода  $m - n$ ;  $B_{nm}$  – коэффициент Эйнштейна для перехода  $m - n$ ;  $I$  – интенсивность излучения;  $\omega_c$  – циклотронная частота вращения ионов;  $e$  – элементарный заряд;  $M$  – масса иона;  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля;  $\mathbf{E}$  – напряженность внутреннего электрического поля в среде.

Электрическое поле  $\mathbf{E}$  в среде может возникать из-за направленного движения ионов как целого вследствие СИД и светового давления. При этом возможны два различных случая. Если концентрация заряженных частиц недостаточно велика для того, чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы ( $r_d \gg L$ , где  $r_d$  – дебаевский радиус,  $L$  – характерные размеры системы), то электроны не влияют на дрейф ионов и полем  $\mathbf{E}$  в уравнениях (1) можно пренебречь.

Если же концентрация заряженных частиц достаточно велика для того, чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы ( $r_d \ll L$ ), то направленное движение ионов должно вызывать (в силу условия квазинейтральности плазмы) направленное движение электронов. Это и приводит к возникновению электрического поля, которое компенсирует силу трения электронов о буферные частицы.

Таким образом, в плазменных условиях движение электронов связано с движением ионов под действием электрического поля  $\mathbf{E}$ , и уравнения (1) нужно дополнить уравнением для функции распределения электронов  $\rho_e(\mathbf{v})$ :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a}_e \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] \rho_e(\mathbf{v}) = S_e(\mathbf{v}),$$

$$\mathbf{a}_e = -\frac{e\mathbf{E}}{m_e} - \omega_e[\mathbf{v}\mathbf{h}], \quad (3)$$

где  $\omega_e = eB/m_e c$  – электронная циклотронная частота;  $m_e$  – масса электрона;  $S_e(\mathbf{v})$  – интеграл столкновений электронов.

В условиях, когда функции распределений частиц по скоростям мало отличаются от максвелловских, адекватным методом решения кинетических уравнений (1), (3) является метод Грэда (метод моментов) [10]. Мы будем решать задачу с помощью простейшего приближения метода Грэда, в соответствии с которым в уравнениях (1), (3) зависимость элементов матрицы плотности от скорости представим в виде суммы максвелловского распределения  $W(\mathbf{v})$  и антисимметричной поправки:

$$\rho_i(\mathbf{v}) = \left[ N_i + \frac{2}{\bar{v}_i^2} \mathbf{v} \mathbf{j}_i \right] W(\mathbf{v}), \quad i = m, n, mn, e, \quad (4)$$

где  $N_i = \int \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$ ;  $\mathbf{j}_i = \int \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$ ;  $N_m, N_n$  и  $\mathbf{j}_m, \mathbf{j}_n$  – соответственно концентрации и потоки ионов в состояниях  $m, n$ ;  $N_e$  и  $\mathbf{j}_e$  – соответственно концентрация и поток электронов;  $\bar{v}_i$  – наиболее вероятная скорость частиц сорта  $\alpha$  ( $\bar{v}_\alpha = \bar{v} = (2k_B T/M)^{1/2}$  для ионов ( $i = m, n, mn$ ) и  $\bar{v}_\alpha = \bar{v}_e = (2k_B T/m_e)^{1/2}$  для электронов ( $i = e$ );  $T$  – температура;  $k_B$  – постоянная Больцмана). Выражение (4) применимо в том случае, когда взаимодействие ионов с излучением обладает невысокой селективностью по скоростям, т. е. при однородном уширении линии поглощения  $\Gamma > k\bar{v}$ , где  $\Gamma$  – однородная полуширина линии поглощения ионов,  $k\bar{v}$  – доплеровская ширина\*.

Для недиагонального интеграла столкновений в (1) будем использовать обычное в нелинейной спектроскопии приближение  $S_{mn}(\mathbf{v}) = -(\Gamma - \Gamma_m/2)\rho_{mn}(\mathbf{v})$ , означающее, что столкновения полностью сбивают фазу осциллирующего дипольного момента [9].

Неупругие столкновительные процессы для рассматриваемой задачи несущественны (эффективные частоты ионизации и рекомбинации малы по сравнению с частотами упругих столкновений), и мы ограничимся учетом только упругих столкновений ионов и электронов с буферными частицами (нейтральными атомами). При упругих столкновениях для диагональных интегралов

\* Приближение (4) применимо при произвольном соотношении между  $\Gamma$  и  $k\bar{v}$  в случае широкополосного излучения с достаточно гладкой формой спектра в пределах ширины линии поглощения.

столкновений в (1), (3) имеет место соотношение  $\int S_i(\mathbf{v})d\mathbf{v} = 0$  ( $i = m, n, e$ ), означающее сохранение полного числа частиц (ионов в состояниях  $m$  или  $n$  и электронов).

Для первого момента от диагональных интегралов столкновений в приближении (4) справедливо соотношение  $\int \mathbf{v}S_i(\mathbf{v})d\mathbf{v} = -v_i\mathbf{j}_i$  ( $i = m, n, e$ ) где  $v_i$  – средняя транспортная частота столкновений [2]. Для ионов ( $i = m, n$ ) средняя транспортная частота связана простой формулой с коэффициентом диффузии  $D_i$  ионов в состоянии  $i$ :  $D_i = \bar{v}^2/2v_i$ . Для электронов ( $i = e$ ) коэффициент диффузии  $D_e = \bar{v}_e^2/2v_e$ .

Интегрирование (1) по  $\mathbf{v}$  с учетом (4) приводит к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}\mathbf{J} &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_m\right)N_m + \text{div}\mathbf{j}_m &= NP, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma - i\Omega\right)N_{mn} + i\mathbf{k}\mathbf{j}_{mn} + \text{div}\mathbf{j}_{mn} &= iG(N - 2N_m), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$P \equiv \int P(\mathbf{v})d\mathbf{v} = -\frac{2}{N} \text{Re}(iG^*N_{mn}); \quad (6)$$

$$N = N_m + N_n; \quad \mathbf{J} = \mathbf{j}_m + \mathbf{j}_n;$$

$P$  – число актов поглощения излучения ионом в единицу времени;  $\mathbf{J}$  – полный поток ионов.

Умножим уравнения (1) на  $\mathbf{v}$  и затем, проинтегрировав их по  $\mathbf{v}$ , получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_n\right)\mathbf{J} + (v_m - v_n)\mathbf{j}_m &= \left(\mathbf{a} - \frac{\bar{v}^2}{2}\nabla\right)N + \omega_c[\mathbf{J}\mathbf{h}] + 2NP\xi, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_m + v_m\right)\mathbf{j}_m &= \left(\mathbf{a} - \frac{\bar{v}^2}{2}\nabla\right)N_m \\ &+ \omega_c[\mathbf{j}_m\mathbf{h}] - 2\text{Re}(iG^*\mathbf{j}_{mn}) + NP\xi, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma - i\Omega\right)\mathbf{j}_{mn} &= \left[\mathbf{a} - \frac{\bar{v}^2}{2}(i\mathbf{k} + \nabla)\right]N_{mn} \\ &+ \omega_c[\mathbf{j}_{mn}\mathbf{h}] + iG(\mathbf{J} - 2\mathbf{j}_m) + iGN\xi, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\mathbf{a} = e\mathbf{E}/M$ ;  $\Omega$  – расстройка частоты излучения.

Аналогично для нулевого и первого моментов кинетического уравнения (3) получаем

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div}\mathbf{j}_e = 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_e\right)\beta\mathbf{j}_e + \left(\mathbf{a} + \frac{\beta\bar{v}_e^2}{2}\nabla\right)N_e + \omega_c[\mathbf{j}_e\mathbf{h}] = 0,$$

где  $\beta = m_e/M$  – отношение масс электрона и иона.

Скорость дрейфа ионов по определению есть  $\mathbf{u} \equiv \mathbf{J}/N$  и находится из системы уравнений (5), (7), (8).

### 3. Дрейф ионов в газовых условиях

Рассмотрим сначала случай, когда концентрация заряженных частиц недостаточно велика для того, чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы ( $r_d \gg L$ ). В этом случае электроны не влияют на дрейф ионов, и в уравнениях (7) можно положить  $\mathbf{a} = 0$ . Тогда в стационарных и пространственно однородных условиях из решения системы уравнений (5), (7) находим, что при перпендикулярном магнитному полю направлении распространения излучения (при  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ) скорость дрейфа ионов равна сумме двух взаимно перпендикулярных компонент  $\mathbf{u}_{\parallel}$  и  $\mathbf{u}_{\perp}$ :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{u}_{\perp}. \quad (9)$$

Здесь компонента  $\mathbf{u}_{\parallel}$  параллельна волновому вектору  $\mathbf{k}$ , а компонента  $\mathbf{u}_{\perp}$  перпендикулярна  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{B}$ :

$$\mathbf{u}_{\parallel} = \frac{\mathbf{k}}{k} u_{\parallel}, \quad \mathbf{u}_{\perp} = n\mathbf{u}_{\perp}, \quad n = \frac{[\mathbf{k}\mathbf{B}]}{kB}. \quad (10)$$

Скорость дрейфа можно также представить в виде суммы скоростей дрейфа  $\mathbf{u}_L$  и  $\mathbf{u}_r$ , обусловленных эффектами СИД ( $\mathbf{u}_L$ ) и светового давления ( $\mathbf{u}_r$ ):

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_L + \mathbf{u}_r. \quad (11)$$

При произвольной интенсивности излучения формулы для проекций  $u_{L\parallel}$ ,  $u_{r\parallel}$ ,  $u_{L\perp}$ ,  $u_{r\perp}$  скоростей дрейфа  $\mathbf{u}_L$  и  $\mathbf{u}_r$  на направления  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{n}$  имеют громоздкий вид, но заметно упрощаются при слабой интенсивности излучения, т. е. когда  $I \ll \Gamma\Gamma_m/B_{mn}$ . При этом условии с точностью до малых поправок порядка  $(k\bar{v}/\Gamma)^2 \ll 1$ ,  $k\xi/\Gamma \ll 1$  формулы принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} u_{L\parallel} \equiv \frac{\mathbf{k}}{k} \mathbf{u}_L = u_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_c^2}{v_n(\Gamma_m + v_m)} \right. \\ \left. \times \left[ 1 + \frac{(3\Gamma^2 + \omega_c^2 - \Omega^2)(\Gamma_m + v_m + v_n)}{2\Gamma(\Gamma^2 + \Omega^2)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} u_{L\perp} \equiv n\mathbf{u}_L = u_0 \frac{\omega_c(\Gamma_m + v_m + \tilde{v}_n)}{v_n(\Gamma_m + v_m)} \\ \times \left\{ 1 + \frac{(3\Gamma^2 + \omega_c^2 - \Omega^2)[(\Gamma_m + v_m)\tilde{v}_n - \omega_c^2]}{2\Gamma(\Gamma^2 + \Omega^2)(\Gamma_m + v_m + \tilde{v}_n)} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} u_{r\parallel} \equiv \frac{\mathbf{k}}{k} \mathbf{u}_r = u_{0r} \left\{ 1 + (v_n - v_m) \right. \\ \left. \times \left[ 2 \left( \Gamma_m + v_m + \frac{\omega_c^2}{\Gamma_m + v_m} \right) \right]^{-1} \left[ f_1 - \frac{\omega_c^2 f_2}{v_n(\Gamma_m + v_m)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} u_{r\perp} \equiv n\mathbf{u}_r = u_{0r} \frac{\omega_c}{v_n} \left\{ 1 + (v_n - v_m) \right. \\ \left. \times \left[ 2 \left( \Gamma_m + v_m + \frac{\omega_c^2}{\Gamma_m + v_m} \right) \right]^{-1} \left[ f_1 + \frac{\tilde{v}_n f_2}{\Gamma_m + v_m} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned}
 u_0 &= \bar{v}\tau_\sigma P\varphi; \quad u_{0r} = \frac{2\xi P}{\tilde{v}_n + \omega_c^2/v_n}; \quad P = \frac{2|G|^2\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2}; \\
 \tau_\sigma &= (v_n - v_m) \left( \tilde{v}_n + \frac{\omega_c^2}{v_n} \right)^{-1} \left( \Gamma_m + v_m + \frac{\omega_c^2}{\Gamma_m + v_m} \right)^{-1}; \\
 \varphi &= \frac{\Omega k \bar{v} (\Gamma^2 + \Omega^2)}{q}; \quad f_1 = f - \frac{\omega_c^2 g}{(\Gamma_m + v_m)^2}; \quad f_2 = f + g; \\
 f &= 1 + \frac{(\Gamma^2 + \Omega^2)(\Gamma^2 + \omega_c^2 + \Omega^2)}{q}; \\
 g &= \frac{(\Gamma^2 + \Omega^2)(\Gamma^2 + \omega_c^2 - \Omega^2)(\Gamma_m + v_m)}{q\Gamma};
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

$$q = [\Gamma^2 + (\Omega + \omega_c)^2][\Gamma^2 + (\Omega - \omega_c)^2].$$

В приведенных выше формулах  $\tilde{v}_n = v_n$ . Обозначение  $\tilde{v}_n$  введено здесь с целью унификации формул (12)–(16), которые, как следует из разд.4, будут справедливы также и в плазменных условиях, если подставить в них  $\tilde{v}_n$  из (20).

Компонента  $u_L$  скорости дрейфа  $u$  обусловлена эффектом СИД:  $u_L$  не зависит от светового давления (не зависит от скорости отдачи  $2\xi$  иона при поглощении фотона) и  $u_L \neq 0$  только при различии транспортных частот столкновений ионов в комбинирующих состояниях (при  $v_m \neq v_n$ ), как и должно быть при СИД. В отсутствие магнитного поля (при  $\omega_c = 0$ ) из (12), (13) следует хорошо известная формула для скорости СИД при однородном уширении линии поглощения [1, 2]. Компонента  $u_r$  скорости дрейфа  $u$  обусловлена световым давлением:  $u_r$  пропорциональна скорости отдачи  $2\xi$  иона при поглощении фотона.

На рис.1–3 представлены результаты расчетов скоростей дрейфа по формулам (12)–(15). В качестве единицы измерения скоростей везде взята величина  $u_R = 2\xi P_0/v_n$ , которая равна максимальной (при  $\Omega = 0$ ) скорости дрейфа ионов  $u_r$  под действием светового давления в отсутствие магнитного поля и при  $v_m = v_n$  (здесь  $P_0$  – значение  $P$  при  $\Omega = 0$ ). Отношение максимальных скоростей  $u_L$  и  $u_r$  в отсутствие магнитного поля характеризуется параметром  $A$ :

$$\frac{|(u_L)_{\omega_c \rightarrow 0}|_{\max}}{|(u_r)_{\omega_c \rightarrow 0}|_{\max}} \approx \frac{1}{6} \frac{k\bar{v}^2}{\xi\Gamma} \frac{|v_n - v_m|}{\Gamma_m + v_n} \equiv A. \tag{17}$$

Для ионов с массой  $M \sim 20$  а.е. в оптической области спектра при температуре  $T \sim 1000$  К и  $k\bar{v}/\Gamma \sim 0.2$  параметр  $k\bar{v}^2/\xi\Gamma \sim 10^4$ . Именно это значение мы и взяли для численных расчетов. При параметрах, использованных для расчетов кривых на рис.1 и 2,  $A \approx 150$ .

Из рис.1,а видно, что с ростом магнитного поля проекция  $u_{\parallel}$  скорости дрейфа  $u$  на волновой вектор  $k$  меняет свой знак. Изменение знака происходит в области значений циклотронной частоты  $\omega_c \sim [v_n(\Gamma_m + v_m)]^{1/2}$ . При параметрах, взятых для расчетов кривых на рис.1,а, скорость  $u_{\parallel}$  определяется эффектом СИД:  $u_{\parallel} \simeq u_{L\parallel}$ . Кривые 1 и 3 соответствуют обычному СИД с характерной дисперсионно-подобной частотной зависимостью скорости дрейфа  $u_{L\parallel}(\Omega)$ , пересекающей ось  $\Omega/\Gamma$  один раз при  $\Omega = 0$ . Кривая 2 пересекает указанную ось трижды и соответствует так называемому аномальному СИД [11] с резким отклонением частотной зависимости скорости дрейфа

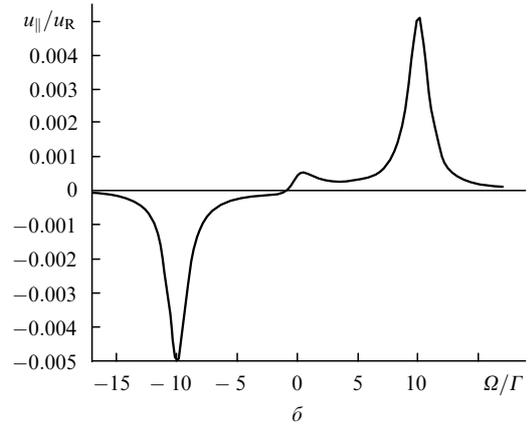
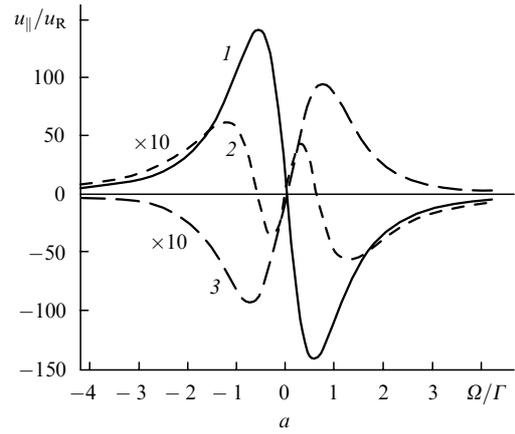


Рис.1. Зависимости проекции  $u_{\parallel}$  скорости дрейфа  $u$  на направление излучения от расстройки частоты излучения  $\Omega$  при различных значениях магнитного поля  $\omega_c/v_n = 5 \times 10^{-3}$  (1), 0.9 (2) и 3.75 (3) (а) и  $\omega_c/\Gamma = 10$  (б);  $k\bar{v}^2/\xi\Gamma = 10^4$ ,  $v_n/\Gamma = 0.2$ ,  $(v_m - v_n)/v_n = 0.1$ ,  $\Gamma_m/v_n = 5 \times 10^{-2}$ .

$u_{L\parallel}(\Omega)$  от дисперсионно-подобной кривой. Аномальный СИД возникает при циклотронной частоте вращения ионов  $\omega_c \sim [v_n(\Gamma_m + v_m)]^{1/2}$ . Анализ показывает, что интервал  $\Delta\omega_c$  значений циклотронной частоты, при которых наблюдается аномальный СИД, равен  $\sim 0.2v_n$ .

С дальнейшим ростом магнитного поля (при  $\omega_c \gtrsim 5\Gamma$ ) в зависимости  $u_{\parallel}(\Omega)$  наблюдаются сначала два, а затем и три (рис.1,б) пика с шириной  $2\Gamma$  на половине высоты. Два боковых антисимметрично расположенных пика отстоят от центра линии поглощения на величину  $|\Omega| = \omega_c$  и обусловлены дрейфом под действием эффекта СИД, центральный пик (при  $\Omega = 0$ ) обусловлен дрейфом под действием светового давления. Амплитуды двух боковых пиков ( $|(u_{L\parallel})_{|\Omega|=\omega_c}| \propto 1/\omega_c^3$ ) и амплитуда центрального пика ( $(u_{r\parallel})_{\Omega=0} \propto 1/\omega_c^2$ ) уменьшаются с ростом магнитного поля. Таким образом, при дрейфе ионов вдоль направления излучения в достаточно сильно магнитном поле световое давление «конкурирует» с СИД или даже доминирует над этим эффектом.

На рис.2 показана зависимость проекции  $u_{\perp}$  скорости дрейфа от расстройки частоты излучения. При  $\omega_c \lesssim \Gamma$  скорость  $u_{\perp}$  определяется СИД:  $u_{\perp} \simeq u_{L\perp}$ . Абсолютный (по  $\Omega$  и  $\omega_c$ ) максимум скорости  $u_{\perp}$  достигается при  $\omega_c \sim v_n/2$  и близок к абсолютному максимуму скорости  $u_{\parallel}$ , который достигается при  $\omega_c \rightarrow 0$ . При циклотронной частоте вращения ионов  $\omega_c \gtrsim 3v_n$  возникает аномальный СИД в поперечном волновому вектору  $k$  направлении (кривая 2 на рис.2).

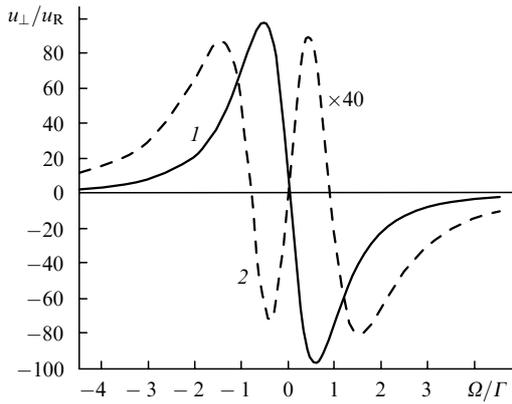


Рис.2. Зависимость проекции  $u_{\perp}$  скорости дрейфа  $\mathbf{u}$  на направление  $\mathbf{n}$  от расстройки частоты излучения при различных значениях магнитного поля  $\omega_c/v_n = 0.6$  (1) и 3.75 (2);  $k\bar{v}^2/\xi\Gamma = 10^4$ ,  $v_n/\Gamma = 0.2$ ,  $(v_m - v_n)/v_n = 0.1$ ,  $\Gamma_m/v_n = 5 \times 10^{-2}$ .

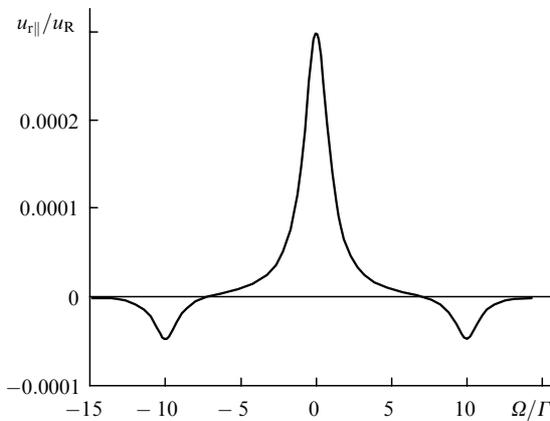


Рис.3. Зависимость проекции  $u_{\parallel}$  скорости  $\mathbf{u}$  дрейфа, обусловленного световым давлением, от расстройки частоты излучения при  $\omega_c/\Gamma = 10$ ,  $v_n/\Gamma = 0.2$ ,  $(v_n - v_m)/v_n = 0.5$ ,  $\Gamma_m/v_n = 5 \times 10^{-2}$ .

При  $v_m < v_n$  в сильных магнитных полях ( $\omega_c \gg \Gamma$ ) в зависимости  $u_{\parallel}(\Omega)$  возникает интересная особенность: вблизи расстройки частоты излучения  $|\Omega| = \omega_c$  знак скорости  $u_{\parallel}$  становится отрицательным (рис.3), т.е. световое давление вызывает дрейф ионов против направления излучения («отрицательное» световое давление)\*. Из (14) следует, что при  $\omega_c \gg \Gamma$  отношение максимальных скоростей  $u_{\parallel}$  при  $\Omega = 0$  и  $|\Omega| = \omega_c$  определяется относительной разностью транспортных частот столкновений ионов в основном и возбужденном состояниях с буферными частицами

$$\frac{(u_{\parallel})_{|\Omega|=\omega_c}}{(u_{\parallel})_{|\Omega|=0}} = \frac{v_m - v_n}{2(v_m + v_n)}. \quad (18)$$

#### 4. Дрейф ионов в плазменных условиях

Рассмотрим теперь случай, когда концентрация заряженных частиц достаточно велика для того, чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы ( $r_d \ll L$ ). В

\*Подобный эффект для нейтральных атомов (дрейф частиц под действием светового давления против направления излучения) был предсказан в работе [12] и назван «отрицательным» световым давлением. Для нейтральных атомов этот эффект возможен в интенсивном световом поле при  $v_m > v_n$  и проявляется в чистом виде при нулевой расстройке частоты излучения  $\Omega = 0$ .

этом случае систему уравнений (5), (7) необходимо решать совместно с уравнениями (8).

Из уравнений непрерывности для ионов и электронов с учетом квазинейтральности плазмы  $N_e = N$  следует условие  $\text{div } \mathbf{J} = \text{div } \mathbf{j}_e$ , которое задает связь между потоками ионов и электронов, втекающими в каждый элемент объема. Рассмотрим случай однородного вдоль оси  $z$  и по азимуту  $\varphi$  цилиндрического столба плазмы в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ . Пусть от источника излучения, вытянутого вдоль оси  $z$ , радиально расходится цилиндрическая монохроматическая волна с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , перпендикулярным оси  $z$ . Тогда скорость дрейфа ионов под действием света зависит только от радиуса  $\rho$ , и из условия  $\text{div } \mathbf{J} = \text{div } \mathbf{j}_e$  следует равенство радиальных компонент потоков  $\mathbf{J}_{\rho} = \mathbf{j}_{e\rho}$ , т.е. дрейф ионов и электронов вдоль направления  $\mathbf{k}$  будет иметь амбиполярный характер. В стационарных условиях внутреннее электрическое поле  $\mathbf{E}$ , возникающее в плазме из-за дрейфа ионов, является безвихревым, и поэтому азимутальная компонента поля  $\mathbf{E}_{\varphi} = 0$ . Таким образом, для рассматриваемого случая условие  $\text{div } \mathbf{J} = \text{div } \mathbf{j}_e$  эквивалентно условиям

$$\mathbf{j}_{e\parallel} = \mathbf{J}_{\parallel}, \quad \mathbf{a} = \mathbf{a}_{\parallel}, \quad (19)$$

где символ  $\parallel$  означает компоненту вектора, направленную вдоль  $\mathbf{k}$ .

Отдельные участки цилиндрической волны, малые по сравнению с расстоянием до источника излучения, ведут себя как плоские волны с постоянной интенсивностью излучения. Дрейф частиц под действием света на этих участках можно рассматривать как дрейф в пространственно однородных условиях.

В стационарных и пространственно однородных условиях при слабой интенсивности излучения из системы уравнений (5), (7), (8) с учетом (19) находим, что в плазменных условиях скорость дрейфа ионов дается прежними формулами (9)–(16) при подстановке в них величины  $\tilde{v}_n$ :

$$\tilde{v}_n = v_n + \beta v_e + \frac{\omega_c^2}{\beta v_e}. \quad (20)$$

В формулах (12) и (14) для  $u_{L\parallel}$  и  $u_{r\parallel}$  величина  $\tilde{v}_n$  присутствует только в факторе  $1/(\tilde{v}_n + \omega_c^2/v_n)$ , и поэтому зависимости этих скоростей от расстройки частоты излучения  $\Omega$  остаются такими же, как и в газовых условиях. Уменьшаются лишь скорости. Это уменьшение обусловлено амбиполярным характером дрейфа вдоль направления излучения и тормозящим действием электронов на дрейф ионов.

Зависимость  $u_{\perp}(\Omega)$  изменяется при переходе от газовых условий к плазменным. При  $\omega_c \lesssim \Gamma$  зависимость  $u_{\perp}(\Omega) \simeq u_{L\perp}(\Omega)$  имеет дисперсионно-подобный вид (форма линии  $u_{\perp}(\Omega)$  подобна форме кривой 1 на рис.2). С ростом магнитного поля (при  $\omega_c \gtrsim 5\Gamma$ ) в зависимости  $u_{\perp}(\Omega) \simeq u_{L\perp}(\Omega)$  возникают два антисимметрично расположенных пика с шириной  $2\Gamma$  на половине высоты и отстоящих от центра линии поглощения на величину  $|\Omega| = \omega_c$ .

Из (8) с учетом (19) нетрудно найти амбиполярное электрическое поле  $\mathbf{E}$ , автоматически образующееся в плазме для выравнивания потоков разноименных заряженных частиц вдоль направления излучения  $\mathbf{k}$  (стационарные и пространственно однородные условия):

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{u}_{\parallel}}{\mu_{e\perp}}, \quad \mu_{e\perp} = \mu_e \left(1 + \frac{\omega_e^2}{v_e^2}\right)^{-1}, \quad \mu_e = \frac{e}{m_e v_e}. \quad (21)$$

Здесь  $\mu_{e\perp}$  – подвижность электронов в перпендикулярном магнитному полю направлении [10];  $\mu_e$  – подвижность электронов в отсутствие магнитного поля.

Рассмотрим зависимость  $\mathbf{E}$  от величины магнитного поля. Если  $v_m \neq v_n$ , то в пределе слабых магнитных полей скорость дрейфа  $\mathbf{u}_{\parallel}$  в (21) определяется эффектом СИД и максимальная напряженность амбиполярного электрического поля (достигается при  $|\Omega| = \Gamma/\sqrt{3}$ ) есть

$$|(\mathbf{E})_{\omega_e \rightarrow 0}|_{\max} \approx \frac{A u_R}{\mu_e}. \quad (22)$$

В пределе сильных магнитных полей скорость дрейфа  $\mathbf{u}_{\parallel}$  определяется световым давлением, и максимальное значение  $\mathbf{E}$  (достигается при  $\Omega = 0$ ) есть

$$|(\mathbf{E})_{\omega_e \rightarrow \infty}|_{\max} \approx \frac{u_R}{\mu_e} \frac{v_n}{\beta v_e} = \frac{\hbar k P_0}{e}. \quad (23)$$

Таким образом, при переходе от слабых магнитных полей к сильным напряженность амбиполярного электрического поля изменяется в  $A\beta v_e/v_n$  раз. Если для оценок взять  $\beta v_e/v_n \sim 10^{-2}$ ,  $A \approx 150$  (см. формулу (17) и комментарий к ней), то  $A\beta v_e/v_n \sim 1$  и, следовательно, при данных параметрах напряженность амбиполярного поля практически не зависит от величины магнитного поля. Из (23) при  $P_0 \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$  в оптической области спектра получаем оценку  $|\mathbf{E}| \sim 10^{-3} \text{ В/см}$ .

## 5. Заключение

В настоящей работе исследовано силовое воздействие внешнего магнитного поля на дрейф ионов под действием света в условиях, когда оно максимально и проявляется в «чистом» виде (отсутствует зеемановское расщепление линии поглощения). Силовое воздействие максимально, если магнитное поле  $\mathbf{B}$  перпендикулярно направлению распространения излучения  $\mathbf{k}$ , и именно тогда его удастся выделить в «чистом» виде (расщепления линии нет в случае простого эффекта Зеемана при  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$  и линейно поляризованном вдоль  $\mathbf{B}$  излучении). Полученные в данной работе формулы для скорости дрейфа ионов  $\mathbf{u}$  в поле монохроматического излучения справедливы при однородном уширении линии поглощения ( $\Gamma > k\bar{v}$ ).

Отметим, что формулы (12)–(15), описывающие дрейф ионов под действием бегущей монохроматической световой волны, естественным образом обобщаются на случай воздействия широкополосного излучения с произвольной спектральной интенсивностью  $I(\omega)$ . Для этого в формуле (16) для  $P$  достаточно заменить входящую в фактор  $|G|^2$  интенсивность излучения  $I$  зависящей от частоты излучения  $\omega$  спектральной интенсивностью  $I(\omega)$  и затем полученные таким образом модифицированные формулы (12)–(15) для скорости дрейфа  $\mathbf{u}(\omega)$  проинтегрировать по  $\omega$  в бесконечных пределах. Полученные в результате такой замены формулы будут справедливы и при доплеровском ( $k\bar{v} \gg \Gamma$ ) уширении линии поглощения в случае широкополосного излучения с достаточно гладкой формой спектра в пределах ширины линии поглощения. Такие условия (доплеровское уширение и достаточно гладкая форма спектра излучения в

пределах ширины линии поглощения) характерны, например, для звездных атмосфер.

Для наблюдения смены направления дрейфа вдоль  $\mathbf{k}$  и аномального СИД требуются магнитные поля, обеспечивающие циклотронную частоту вращения ионов  $\omega_c \sim [v_n(\Gamma_m + v_m)]^{1/2}$ . Отсюда видно, что нужное для экспериментального наблюдения этих эффектов магнитное поле тем меньше, чем меньше давление газа и скорость спонтанного распада возбужденного состояния иона. При транспортной частоте столкновений ионов  $v_n \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$  (это соответствует давлению газа  $\sim 0.01 \text{ Тор}$ ) и радиационной константе  $\Gamma_m \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$  получаем оценку  $\omega_c \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ . При массе ионов  $M \sim 20 \text{ а.е.}$  эта циклотронная частота достигается в средних магнитных полях  $B \sim 2 \times 10^3 \text{ Гс}$ .

Поперечная направлению распространения излучения компонента скорости дрейфа возникает при сколь угодно слабых магнитных полях. Ее можно оценить по формуле  $|\mathbf{u}_{\perp}| \sim (\omega_c/v_n)|\mathbf{u}_d|$ , где  $\mathbf{u}_d$  – скорость дрейфа ионов в отсутствие магнитного поля. Поперечная скорость дрейфа может достигать значения  $|\mathbf{u}_d|$  уже в достаточно слабых магнитных полях ( $B \sim 200 \text{ Гс}$  при  $v_n \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$  и массе ионов  $M \sim 20 \text{ а.е.}$ ).

В лабораторных условиях светоиндуцированный дрейф ионов может проявляться в виде электрического тока (светоиндуцированный ток [13]). Между торцами ячейки со слабоионизованным газом будет создаваться разность потенциалов  $V \sim |\mathbf{E}|L$ , где  $L$  – длина ячейки,  $\mathbf{E}$  – амбиполярное электрическое поле внутри ячейки, возникающее из-за дрейфа ионов под действием света. При  $|\mathbf{E}| \sim 10^{-3} \text{ В/см}$  и  $L \sim 10 \text{ см}$  между торцами ячейки появляется разность потенциалов  $V \sim 10^{-2} \text{ В}$ . По проводнику, соединяющему противоположные торцы ячейки, будет проходить электрический ток  $I \sim V/R$ , где  $R$  – внутреннее сопротивление плазмы. Так как  $R \sim L/eNS\mu_e$ , где  $S$  – площадь поперечного сечения ячейки, то с учетом (21) получаем оценку  $I \sim |\mathbf{u}_{\parallel}|eNS$ . Отсюда при скорости дрейфа  $|\mathbf{u}_{\parallel}| \sim 1 \text{ см/с}$ , концентрации ионов  $N \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $S \sim 1 \text{ см}^2$  имеем  $I \sim 10^{-8} \text{ А}$ .

Полученные в данной работе результаты могут представлять интерес для астрофизических приложений в связи с обсуждением в научной литературе феномена химически пекулярных звезд [14–17]. Одна из основных гипотез объясняет происхождение аномалий химического состава всех пекулярных звезд сепарацией химических элементов в их атмосферах вследствие механизма селективного дрейфа атомов и ионов под действием излучения звезды [14–17]. В качестве причины дрейфа в атмосферах звезд рассматривалось как световое давление [15–17], так и СИД [17–19]. В числе химически пекулярных звезд есть так называемые магнитные звезды [14–17] с сильными (до  $3 \times 10^4 \text{ Гс}$ ) крупномасштабными магнитными полями преимущественно дипольного характера. Как показано в настоящей работе, магнитное поле радикально меняет картину дрейфа ионов и, следовательно, может сильно влиять на сепарацию химических элементов в атмосферах магнитных звезд.

Рассматривая дрейф ионов в магнитном поле, мы полагаем его заданным и пренебрегаем обратным воздействием дрейфа на это поле. Процесс дрейфа может сопровождаться (при определенной геометрической конфигурации) возникновением замкнутого электрического тока. Это приводит к появлению магнитного возмущения  $\delta B \sim 4\pi jL/c$ , где  $j$  – плотность тока,  $L$  – характерная

длина для рассматриваемого процесса. Для плазмы в лабораторных условиях (в средах небольшого размера) магнитное возмущение, обусловленное дрейфом ионов, пренебрежимо мало. Однако в средах большого характерного размера (астрофизические объекты) электрический ток, возникающий из-за дрейфа ионов под действием света, может заметно влиять на магнитное поле, и в принципе возможно усиление (или ослабление) начального магнитного поля. В связи с этим представляет интерес рассмотрение следующего возможного механизма генерации магнитного поля в атмосферах магнитных звезд.

В отсутствие магнитного поля скорость дрейфа ионов в атмосфере звезды под действием излучения звезды имеет, очевидно, только радиальную компоненту  $u_{\parallel}$ . При учете дипольного магнитного поля звезды на дрейфующие в атмосфере ионы действует усредненная сила Лоренца, перпендикулярная радиальной скорости  $u_{\parallel}$  и магнитному полю  $B$  и вызывающая кольцевые электрические токи вокруг звезды. Эти токи могут либо усиливать начальное магнитное поле звезды, либо ослаблять его в зависимости от направления радиальной скорости дрейфа ионов (наружу или в глубь звезды).

Уменьшение скорости дрейфа ионов с ростом магнитного поля (при  $\omega_c \gtrsim v_n$ ) оказывает стабилизирующее воздействие на рост поля по данному механизму и приводит (в случае, если этот механизм генерации поля является основным) к насыщению поля на уровне, определяемом по порядку величины условием  $\omega_c/v_n \sim 1$ . Отсюда  $B \sim M c v_n / e$ , и при массе ионов  $M \sim 40$  а.е. и характерной для атмосфер магнитных звезд транспортной частоте столкновений ионов  $v_n \sim 10^7$  с<sup>-1</sup> получаем оценку  $B \sim 4 \times 10^4$  Гс, что соответствует максимальным магнитным полям, зарегистрированным в атмосферах магнитных звезд [14–16].

Отметим, что атмосферы магнитных звезд стабильны (не подвержены конвекции) [15, 16]. Стабильность атмосферы является необходимым условием действия как

механизма сепарации химических элементов, так и механизма генерации магнитного поля за счет дрейфа ионов под действие света.

Автор признателен А.М.Шалагину за многочисленные обсуждения и ценные критические замечания, а также Ф.Х.Гельмуханову и Л.В.Ильичеву за полезные дискуссии и внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17433).

1. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 773 (1979).
2. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **78**, 1674 (1980).
3. Миногин В.Г., Летохов В.С. *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986).
4. Попов А.К., Шалагин А.М., Шалаев В.М., Яхнин В.З. *ЖЭТФ*, **80**, 2175 (1981).
5. Атутов С.Н., Ермолаев И.М., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **92**, 1215 (1987).
6. Atutov S.N., Pod'yachev S.P., Shalagin A.M. *Opt. Commun.*, **83**, 307 (1991).
7. Dattagupta S., Ghosh R., Singh J. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 710 (1999).
8. Singh J., Ghosh R., Dattagupta S. *Phys. Rev. A*, **61**, 025402-1 (2000).
9. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
10. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. *Основы физики плазмы* (М.: Атомиздат, 1977).
11. Van der Meer G.J., Smeets J., Pod'yachev S.P., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **45**, R1303 (1992).
12. Гельмуханов Ф.Х. *Квантовая электроника*, **8**, 1881 (1981).
13. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **8**, 590 (1981).
14. Пикельнер С.Б., Хохлова В.Л. *УФН*, **107**, 389 (1972).
15. Хохлова В. Л. *Магнитные звезды* (Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1983, т. 24, с. 233).
16. *Физика космоса: Маленькая энциклопедия* (М.: Сов. энциклопедия, 1986, с. 360).
17. *Физическая энциклопедия* (М.: Большая Российская энциклопедия, 1998, т. 5, с. 409).
18. Атутов С.Н., Шалагин А. М. *Письма в астрономич. ж.*, **14**, 664 (1988).
19. Nasyrov K.A., Shalagin A. M. *Astron. Astrophys.*, **268**, 201 (1993).1