Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 1, с. 23 – 28 © 2018 г. 10 января

Гальвано- и термомагнитные свойства неидеальной плазмы ксенона в области мегабарных давлений и мегагаусных магнитных полей

А. Н. Старостин[+], *В. К. Грязнов*[*#], *А. В. Филиппов*[+1)]

[+] *Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 108840 Троицк, Россия*

[*] *Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[#] *Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 1 ноября 2017 г.

В работе развит метод расчета тензоров электропроводности, термоЭДС и теплопроводности неидеальной плазмы в магнитном поле на основе единого подхода, в котором кинетические коэффициенты вычисляются совместно с уравнением состояния неидеальной плазмы на основе квазихимической модели. Расчеты показали, что термоЭДС в ксеноне достигает 3 мВ/К, что незначительно ниже, чем в водороде или дейтерии, а термоэлектрическая добротность оказалась незначительно выше в ксеноне. Следовательно, при переходе от водорода (дейтерия) к ксенону не произошло ожидаемого заметного улучшения термоэлектрических свойств, что вызвано меньшими значениями термоЭДС, проводимости и быстрым ростом теплопроводности нейтрального ксенона с увеличением его плотности. Впервые показано, что существует область плотностей, где происходит изменение знака всех компонент тензора термоЭДС в ксеноне из-за минимума Рамзауэра в сечении рассеяния электронов на нейтральных атомах в области сравнимых значений циклотронной и транспортной частот электронов.

DOI: 10.7868/S0370274X18010058

Введение. В работе [1] получены расчетные данные по термоэлектрофизическим свойствам (электропроводность, термоЭДС и электронная теплопроводность) плазмы водорода при давлениях мегабарного диапазона. Исследования показали, что термоЭДС в такой среде достигает нескольких единиц милливольт на кельвин, что на порядок превышает значения этого коэффициента в современных полупроводниковых материалах, используемых в термоэлектрических генераторах. Значения термоэлектрической добротности в водороде при мегабарных давлениях оказались незначительно ниже, чем у полупроводниковых материалов. Как уже отмечалось в этой работе, водород имеет наивысший коэффициент теплопроводности среди газов, поэтому в тяжелых инертных газах, которые имеют на порядок меньшую газовую теплопроводность, можно ожидать значительно большие значения термоэлектрической добротности.

В ксеноне также можно ожидать более четкую картину ионизации давлением, тогда как в водороде имеет место перестройка атомарного и молекулярного составов. Следует отметить наличие минимума Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния электронов на нейтральных атомах [2], что приводит к изменению знака термоЭДС электронов в области сильного вырождения как при наличии, так и отсутствии внешнего магнитного поля. При переходе системы к существенной ионизации давлением в рассеянии электронов на ионах ксенона может проявиться малое значение "кулоновского логарифма" в сильнонеидеальной области параметров плазмы, что позволяет получить замагниченную плазму при значениях магнитного поля порядка нескольких единиц тесла.

Замагничивание плазмы приводит к снижению поперечной теплопроводности и, соответственно, к увеличению термоэлектрической добротности. Кроме того, поскольку поперечная термоЭДС, в отличии от электро- и теплопроводности не "замагничивается", это открывает дополнительные возможности для конструкции термоэлектрического преобразователя с использованием неидеальной плазмы в магнитном поле. Ввиду отсутствия строгой теории термодинамических и транспортных свойств неидеальной плазмы мы использовали подход Блоха–Лоренца с учетом межионных корреляций, как и в работе [1] (см. также [3] для электронов в магнитном поле).

Расчет электропроводности неидеальной плазмы в магнитном поле. Для расчета электропроводности, термоЭДС и теплопроводности неидеальной плазмы в магнитном поле от умерен-

1) e-mail: fav@triniti.ru

ных плотностей до области сильного вырождения электронов, как и в [1], используется единый подход. В этом подходе для определения состава и термодинамических свойств плазмы используется квазихимический метод, а для описания компонент тензора электропроводности $\widehat{\sigma}$ в магнитном поле с вектором индукции B, направленного вдоль оси z, используется интерполяционное выражение в рамках τ-приближения (модель Лоренца–Блоха) [4, 1]:

$$\sigma_\perp = \frac{4e^2T^{-3/2}}{3\sqrt{\pi}m_e}\frac{2}{\lambda_e^3}\int\limits_0^\infty \epsilon^{3/2}\frac{\nu_m(\epsilon)}{\Omega^2+\nu_m^2(\epsilon)}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (1)$$

$$\sigma_\parallel = \frac{4e^2T^{-3/2}}{3\sqrt{\pi}m_e}\frac{2}{\lambda_e^3}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}}{\nu_m(\epsilon)}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (2)$$

$$\sigma_\mathrm{H} = \frac{4e^2T^{-3/2}}{3\sqrt{\pi}m_e}\frac{2}{\lambda_e^3}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}\Omega}{\Omega^2+\nu_m^2(\epsilon)}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (3)$$

$$\widehat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_\perp & -\sigma_\mathrm{H} & 0 \\ \sigma_\mathrm{H} & \sigma_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_\parallel \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где λ_e – тепловая длина волны Де-Бройля для электрона: $\lambda_e = \sqrt{2\pi\hbar^2/m_eT}$, m_e – масса электрона, f_0 – функция распределения электронов по энергии:

$$f_0(\epsilon) = \frac{1}{1+e^{(\epsilon-\mu)/T}}, \quad (5)$$

ν_m – частота электронных столкновений:

$$\nu_m(\epsilon) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}}\left[\sum_i n_iQ_{ei}(\epsilon) + n_aQ_{ea}(\epsilon)\right], \quad (6)$$

Q_{ea}, Q_{ei} – транспортные сечения рассеяния на атомах и ионах, ϵ – энергия налетающего электрона, T – температура в энергетических единицах, $\Omega = \frac{eB}{cm_e}$ – ларморовская частота. Как известно [5], химический потенциал μ идеального электронного газа связан с концентрацией электронов n_e соотношением:

$$n_e = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{\lambda_e^3}\int\limits_0^\infty \epsilon^{1/2}f_0(\epsilon)d\epsilon. \quad (7)$$

Эта связь между плотностью числа электронов n_e и их химическим потенциалом в данной работе использовалась для вычисления последнего, в то время как n_e определялась из термодинамического расчета с учетом межчастичного взаимодействия. Как и в работе [4], сечение рассеяния электронов на заряженных частицах вычисляется с учетом межионной корреляции, что весьма важно при высоких плотностях плазмы:

$$Q_{ei}(\epsilon) = \frac{Z_i^2\pi e^4}{\epsilon^2}\int\limits_0^{q_m}\frac{k^3}{(k^2+\kappa_0^2)^2}a_i(k)dk, \quad (8)$$

где Z_i – заряд иона, e – элементарный заряд, κ_0 – обратный дебаевский радиус, q_m – граничный импульс интегрирования, $a_i(k)$ – структурный фактор, описывающий корреляцию ионов в неидеальной плазме.

Вычисляя интеграл в (8) со структурным фактором в дебаевском приближении, получаем для сечения электрон-ионного рассеяния

$$Q_{ei}(\varepsilon) = \frac{Z_i^2\pi e^4}{\varepsilon^2}\Lambda_i, \quad (9)$$

где Λ_i – кулоновский логарифм, определенный выражением в работах [4, 1].

Приведем выражения для тензора $\widehat{\tau}$, описывающего электрический ток, пропорциональный градиенту температур

$$\tau_\perp = \frac{\sqrt{8m_e}k_\mathrm{B}e}{3\pi^2\hbar^3}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}\nu_m(\epsilon)}{\Omega^2+\nu_m^2(\epsilon)}\frac{\mu-\epsilon}{T}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (10)$$

$$\tau_\parallel = \frac{\sqrt{8m_e}k_\mathrm{B}e}{3\pi^2\hbar^3}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}}{\nu_m(\epsilon)}\frac{\mu-\epsilon}{T}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (11)$$

$$\tau_\mathrm{H} = \frac{\sqrt{8m_e}k_\mathrm{B}e}{3\pi^2\hbar^3}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}\Omega}{\Omega^2+\nu_m^2(\epsilon)}\frac{\mu-\epsilon}{T}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon. \quad (12)$$

Тензор термоЭДС $\widehat{\alpha}$ получается умножением матрицы, обратной матрице электропроводности, на матрицу $\widehat{\tau}$ (ср.[1, 6]):

$$\widehat{\alpha} = \widehat{\sigma}^{-1}\begin{pmatrix} \tau_\perp & -\tau_\mathrm{H} & 0 \\ \tau_\mathrm{H} & \tau_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \tau_\parallel \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Для описания тензора теплопроводности плазмы в магнитном поле вводится вспомогательный тензор $\widehat{\gamma}$ для потока тепла, пропорционального градиенту температур при заданном электрическом поле:

$$\gamma_\perp = \frac{(8m_e)^{1/2}}{3\pi^2\hbar^3T}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}\nu_m(\epsilon)}{\Omega^2+\nu_m^2(\epsilon)}(\mu-\epsilon)^2\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (14)$$

$$\gamma_\parallel = \frac{(8m_e)^{1/2}}{3\pi^2\hbar^3T}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}}{\nu_m(\epsilon)}(\mu-\epsilon)^2\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (15)$$

$$\gamma_\mathrm{H} = \frac{(8m_e)^{1/2}}{3\pi^2\hbar^3T}\int\limits_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}\Omega}{\Omega^2+\nu_m^2(\epsilon)}(\mu-\epsilon)^2\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right)d\epsilon, \quad (16)$$

$$\widehat{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{\perp} & -\gamma_{\rm H} & 0 \\ \gamma_{\rm H} & \gamma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{\parallel} \end{pmatrix}. \qquad (17)$$

Тензор теплопроводности $\widehat{\kappa}$ определяется через тензоры $\widehat{\gamma}$, $\widehat{\tau}$ и $\widehat{\alpha}$:

$$\widehat{\kappa} = \widehat{\gamma} - T\widehat{\tau}\widehat{\alpha} = \begin{pmatrix} \kappa_{\perp} & -\kappa_{\rm H} & 0 \\ \kappa_{\rm H} & \kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\parallel} \end{pmatrix}. \qquad (18)$$

Приведем оценки компонент тензоров $\widehat{\sigma}$, $\widehat{\tau}$ и $\widehat{\kappa}$ в замагниченной плазме, где циклотронная частота Ω много больше частоты соударений ν_m. Продольные компоненты этих тензоров совпадают с выражениями, приведенными ранее в [1] для предела без магнитного поля.

В невырожденном пределе ($n_e \lambda_e^3 \ll 1$) имеем:

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} &= \frac{4e^2\tau(T)}{3\sqrt{\pi} m_e}(r+1)!\frac{2}{\lambda_e^3}e^{\frac{\mu_e}{T}}, \\ \kappa_{\parallel} &= \frac{k_{\rm B}^2 T(r+2)}{e^2}\sigma_{\parallel}, \\ \alpha_{\parallel} &= \frac{k_{\rm B}}{e}\left(\frac{\mu_e}{T} - r - 2\right). \end{aligned} \qquad (19)$$

Здесь введено обозначение $\nu_m(\epsilon) = 1/\tau_m(\epsilon) = \nu_m(0)\epsilon^{1/2-r}$, как и при описании термоэлектрических свойств полупроводников [3, 7]. Значение r меняется от $r = 2$ для сильно ионизованной плазмы до $r \simeq 0$ для столкновений электронов с нейтралами. Однако последняя аппроксимация не учитывает особенностей зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии электрона, например эффекта Рамзауэра [2, 8, 9], т.е. резкого минимума в области малых энергий для рассеяния на атомах Xe. Наиболее ярко этот эффект может проявляться в вырожденном пределе

$$T \ll \mu = (3\pi^2)^{2/3}\frac{\hbar^2 n_e^{2/3}}{2m_e}.$$

Для продольных транспортных коэффициентов, используя способ взятия интегралов с фермиевскими функциями [5, 10], получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} &= \frac{n_e e^2}{m_e \nu_m(\mu_e)}, \quad \kappa_{\parallel} = \frac{k_{\rm B}^2}{e^2}\sigma_{\parallel}\frac{\pi^2}{3}T, \\ \alpha_{\parallel} &= -\frac{k_{\rm B}\pi^2}{3e}\frac{T}{\mu_e}(1+\widetilde{\phi}), \end{aligned} \qquad (20)$$

где

$$\widetilde{\phi} = \left.\frac{\partial \ln \phi}{\partial \ln \epsilon}\right|_{\epsilon=\mu}, \quad \phi = \frac{1}{n_n\sigma_{ea} + n_i\sigma_{ei}}. \qquad (21)$$

Здесь вместо параметра r возникает локальная зависимость $\widetilde{\phi}$ транспортных сечений рассеяния от энергии.

На растущем участке $\sigma_{ea}(\epsilon)$ в районе минимума Рамзауэра величина $\widetilde{\phi}$ становится отрицательной и может изменить знак термоЭДС для носителей заряда одного знака. Этот вопрос требует экспериментального изучения, так как сечение рассеяния в газообразном и жидком ксеноне сильно отличаются [12, 11] и вместо резкого минимума в газах, в жидкости наблюдается почти постоянное сечение при малых энергиях, вплоть до энергий, соответствующих рамзауэровскому минимуму в газах, при которых она достаточно резко растет до газовых значений. Для поперечных компонент при $n_e \lambda_e^3 \ll 1$ получим:

$$\begin{aligned} \sigma_{\perp} &= \frac{4e^2 n_e \nu_m(T)}{3\sqrt{\pi} m_e \Omega^2}; \quad \alpha_{\perp} = \frac{k_{\rm B}}{e}\left(\frac{\mu_e}{T} - \frac{5}{2}\right), \\ \kappa_{\perp} &= \frac{k_{\rm B}^2 T n_e \nu_m(T)(2-r)!}{3\sqrt{\pi} m_e \Omega^2}[13 + 4r(r-2)]. \end{aligned} \qquad (22)$$

Это выражение совпадает с результатом С.К. Брагинского [13]. В вырожденном случае ($T \ll \mu_e$)

$$\begin{aligned} \sigma_{\perp} &= \frac{e^2 n_e \nu_m(\mu_e)}{m_e \Omega^2}; \quad \alpha_{\perp} = -\frac{\pi^2}{2}\frac{k_{\rm B}T}{e\mu_e}, \\ \kappa_{\perp} &= \frac{\pi^2 k_{\rm B}^2 T}{3e^2}\sigma_{\perp}. \end{aligned} \qquad (23)$$

И, наконец, для холловской компоненты электропроводности имеем

$$\sigma_{\rm H} = \frac{n_e e^2}{m_e \Omega}, \qquad (24)$$

что справедливо при любых степенях вырождения и не зависит от ν_m.

Для остальных величин при $n_e \lambda_e^3 \ll 1$ получим

$$\alpha_{\rm H} = -\frac{2k_{\rm B}\nu_m(T)}{e\Omega}; \quad \kappa_{\rm H} = \frac{5k_{\rm B}^2 n_e T}{2m_e \Omega}, \qquad (25)$$

а при $T \ll \mu_e$

$$\begin{aligned} \alpha_{\rm H} = &-\frac{2\pi^2 k_{\rm B} T \nu_m}{3e\mu_e\Omega}\left[\frac{7}{4} - \frac{\widetilde{\phi}}{2} + \frac{\mu_e}{T}e^{-\mu_e/T} + \right. \\ &\left. + O\left(\frac{\nu_m^2}{\Omega^2}\right)\right]; \quad \kappa_{\rm H} = \frac{\pi^2 k_{\rm B}^2 T}{3e^2}\sigma_{\rm H}. \end{aligned} \qquad (26)$$

В случае кулоновского рассеяния $\widetilde{\phi} = 2$ и выражение в квадратных скобках в $\alpha_{\rm H}$ близко к $\frac{3}{4}$, при рассеянии на нейтральных атомах оно может менять знак в районе минимума Рамзауэра.

Результаты численных расчетов и обсуждение. На рис. 1 приведены рассчитанные по квазихимической модели [14, 15] зависимости давления от

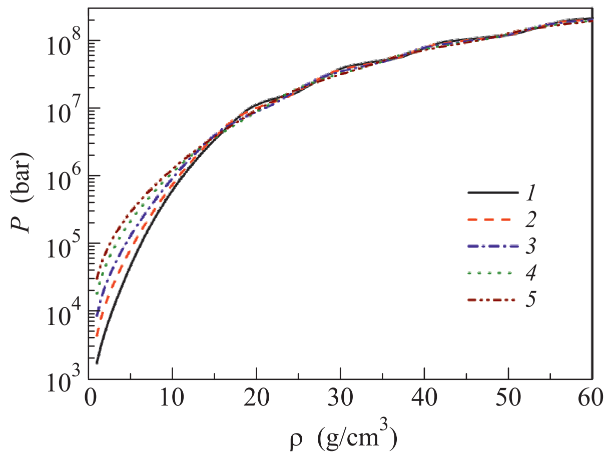

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости давления от плотности ксеноновой плазмы на изотермах $T = 2000$ K (кривая *1*), 5000 (*2*), 10^4 K (*3*), $2\cdot10^4$ K (*4*) и $3\cdot10^4$ K (*5*)

плотности ксенона при при температурах $T = 2000$, 5000, 10^4, $2\cdot10^4$ и $3\cdot10^4$ K. Видно, что с ростом плотности исчезает различие кривых при разных температурах. На рис. 2 представлен рассчитанный по

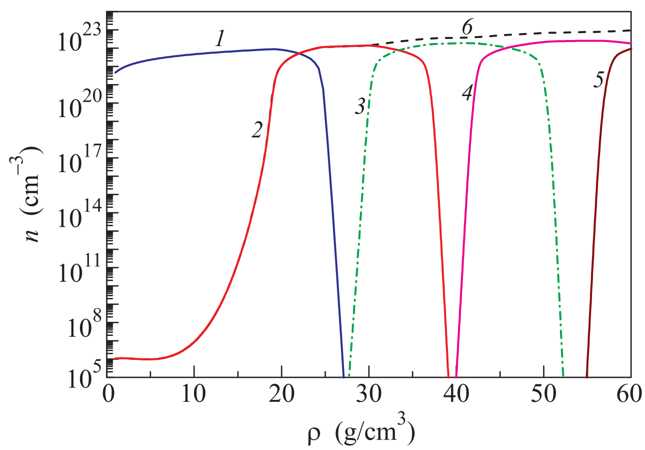

Рис. 2. (Цветной онлайн) Компонентный состав ксеноновой плазмы на изотерме $T = 2000$ K: *1* – концентрация атомов ксенона, *2* – концентрация ионов Xe^+, *3* – Xe^{++}, *4* – Xe^{3+}, *5* – Xe^{4+}, *6* – концентрация электронов

квазихимической модели [14, 15] состав плазмы Xe при температуре $T = 2000$ K в зависимости от плотности. Наблюдается эффект ионизации давлением – крутой рост концентрации электронов и однократно заряженных ионов при плотностях более 10 г/см^3 и резкое падение концентрации нейтральных атомов при плотностях свыше 23 г/см^3 . Отметим, что в районе плотностей 20 г/см^3 электроны становятся вырожденными. При проведении данного расчета использовались газовые значения транспортного сечения рассеяния электронов на нейтральных атомах Xe, содержащие классический эффект Рамзауэра [2].

На рис. 3 проводится сравнение экспериментальных и рассчитанных в настоящей работе значений

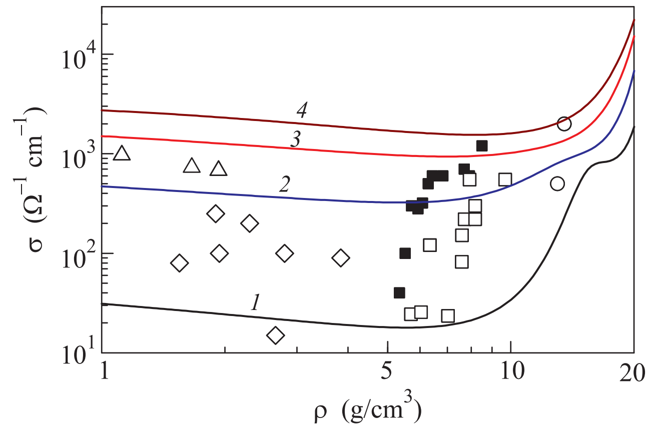

Рис. 3. (Цветной онлайн) Проводимость ксеноновой плазмы на изотермах $T = 10^4$ K (*1*), $1.5\cdot10^4$ K (*2*), $2\cdot10^4$ K (*3*) и $2.5\cdot10^4$ K (*4*). Экспериментальные данные: ■ – [16], ◊ – [17], △ – [18], □ – [19], ○ – [20]

проводимости плазмы ксенона без магнитного поля при разных значениях температуры газа, которые показывают резкий рост проводимости при плотностях выше 10 г/см^3. На рис. 4 приведены результа-

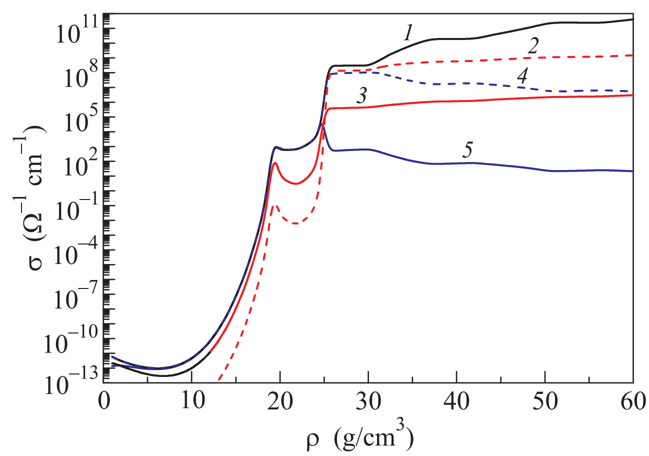

Рис. 4. (Цветной онлайн) Компоненты тензора электропроводности неидеальной плазмы ксенона в магнитном поле для $T = 2000$ K, для напряженности магнитного поля 10 кГс (пунктирные кривые *2, 4*) и 5 МГс (сплошные кривые *3, 5*). Кривая *1* – $\sigma_{\parallel}$, *2, 3* – σ_{H}, *4, 5* – $\sigma_{\perp}$

ты расчета компонент тензора электропроводности для двух значений магнитной индукции $B = 10$ кГс и $B = 5$ МГс. При плотностях, меньших 18 г/см^3, плазма практически не замагничена из-за преобладающего рассеяния на нейтральных атомах, поэтому продольная проводимость не отличается от поперечной, и обе много больше холловской компоненты $\widehat{\sigma}$.

Наблюдаемый при этом максимум компонент проводимости и теплопроводности связан с наличием эффекта Рамзауэра.

Особенно велико значение этого эффекта, вплоть до смены знака, на величине термоЭДС (см. рис. 5, на нем также символами приведены значения модуля

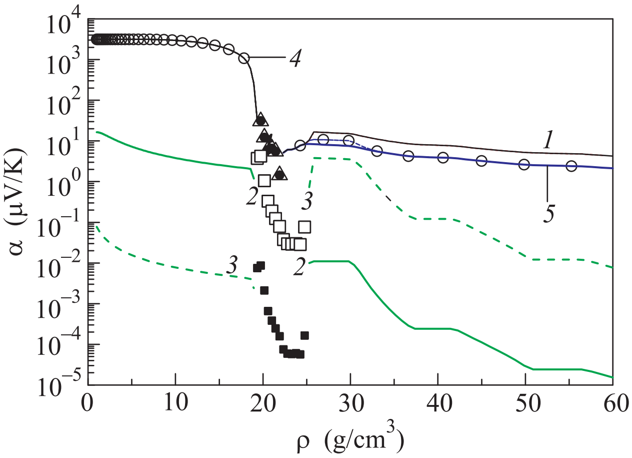

Рис. 5. (Цветной онлайн) Компоненты тензора термоЭДС неидеальной плазмы ксенона в магнитном поле на изотерме $T = 2000$ К для напряженности магнитного поля 10 кГс (*2, 4*) и 5 МГс (сплошные кривые *3, 5*). Кривая *1* – $\alpha_{\|}$, *2, 3* – α_{H}, *4, 5* – $\alpha_{\perp}$. Символами показана термоЭДС по модулю в области отрицательных значений: ● – $|\alpha_{\|}|$, △ – $|\alpha_{\perp}|$ и □ – $|\alpha_{\mathrm{H}}|$ при $B = 5$ Мгс, ■ – $|\alpha_{\mathrm{H}}|$ при $B = 10$ кГс (значения $\alpha_{\perp}$ при 10 кГс и 5 Мгс в области отрицательных значений практически совпадают, ср. также кривые *4* и *5*)

компонент тензора $\widehat{\alpha}$ в области отрицательных значений), что уже отмечалось выше. Учет влияния среды при указанных плотностях в настоящее время отсутствует. Приведенные в работах [12, 11] расчеты влияния среды на минимум Рамзауэра относятся к жидкому Xe при плотностях в районе 3 г/см^3. Имеющийся в этих расчетах рост сечения при энергиях выше минимума Рамзауэра дает основание ожидать заметного влияния этого эффекта на гальвано- и термоэлектрические компоненты в неидеальной вырожденной плазме ксенона. Данное предсказание нуждается в экспериментальной проверке.

В области плотностей, где количество нейтральных атомов становится пренебрежимо малым, наблюдается сильное замагничивание электронов, приводящее к сильному, на много порядков величины отличию компонент тензоров $\widehat{\sigma}$, $\widehat{\alpha}$ и $\widehat{\kappa}$ (рис. 4, 5 и 6). Этот эффект обусловлен малой величиной "кулоновского логарифма" ($\sim 10^{-7}$) в сильно неидеальной плазме [1] и также нуждается в экспериментальной проверке. Отметим, что этот же результат

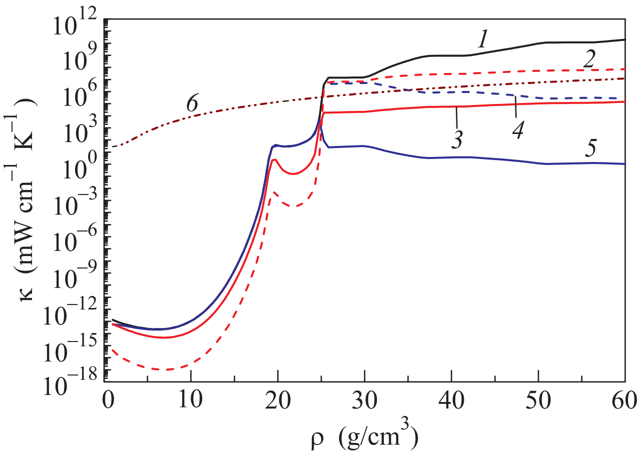

Рис. 6. (Цветной онлайн) Компоненты тензора электронной теплопроводности неидеальной плазмы ксенона в магнитном поле на изотерме $T = 2000$ К для напряженности магнитного поля 10 кГс (пунктирные кривые *2, 4*) и 5 МГс (сплошные кривые *3, 5*). Кривая *1* – $\kappa_{\|}$, *2, 3* – κ_{H}, *4, 5* – $\kappa_{\perp}$, *6* – теплопроводность ксенона, рассчитанная по формулам (27), (28) при $T = 2000$ К

приводит к аномально большим значениям продольной проводимости и теплопроводности, превышающим на много (~ 5) порядков значения этих величин в меди и термоядерной плазме ТОКАМАКов, для которой "кулоновский логарифм" много больше единицы.

На рис. 7 представлены зависимости термоэлектрической добротности плазмы от плотности ксенона, рассчитанные согласно [1]. Для определения теплопроводности ксенона использовались формулы [21] (теплопроводность в мВт/(м · К), $t = T/300$, T в К)

$$\lambda_{\mathrm{Xe}}(t) = 0.815 + 5.06t - 0.252t^2 + 0.00717t^3, \quad (27)$$

и для расчета добавки к теплопроводности ("избыточной" теплопроводности) за счет эффектов плотности [22] (ρ в г/см^3)

$$\Delta\lambda_{\mathrm{Xe}}(\rho) = 0.708\rho + 2.92\rho^2 - 1.57\rho^3 + 0.94\rho^4. \quad (28)$$

Из рис. 7 следует, что вблизи и в области отрицательных значений термоЭДС имеет место сложное поведение добротности и можно отметить, что с ростом температуры она растет, а с ростом напряженности магнитного поля добротность поперек магнитного поля падает. При этом максимальные значения имеют место в области малых плотностей, а в области вырожденной плазмы $\rho \sim 30$ г/см^3 значения ZT не превышают 0.2.

Заключение. В настоящей работе получены рабочие формулы и проведен расчет термоэлектрофизических свойств плазмы ксенона при давлениях ме-

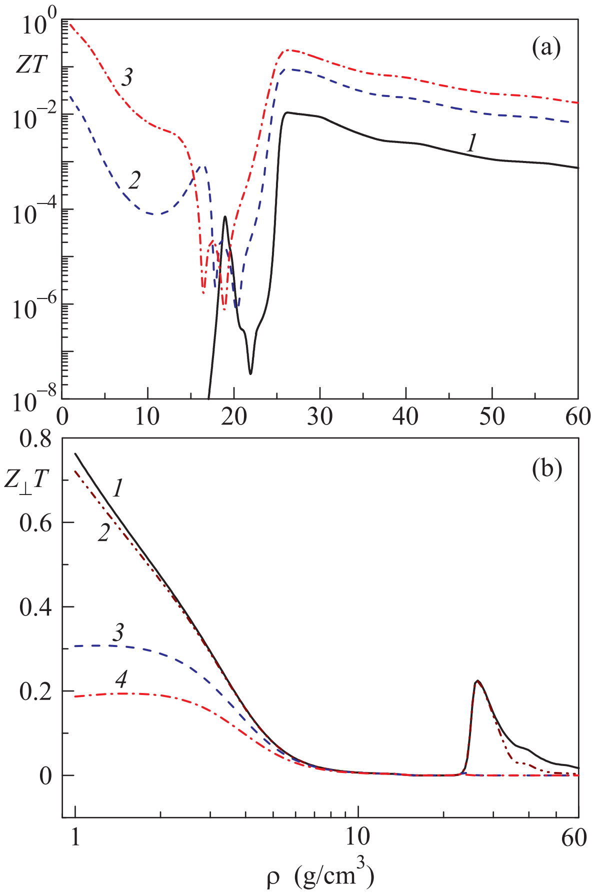

Рис. 7. (Цветной онлайн) Термоэлектрическая добротность плазмы ксенона без внешнего магнитного поля (a) на изотермах $T = 2000$ K (кривая *1*), 6000 K (*2*), 10^4 K (*3*) и на изотерме $T = 10^4$ K во внешнем магнитном поле (b) 10 кГс (кривая *1*), 1 МГс (*2*), 5 МГс (*3*) и 10 МГс (*4*)

габарного диапазона в магнитном поле. Исследования показали, что термоЭДС в такой среде достигает 3 мВ/К, а значения термоэлектрической добротности, в ксеноне при мегабарных давлениях в области невырожденной плазмы оказались в два раза выше, а в области вырожденной плазмы – незначительно ниже, чем в водороде при сравнимых температурах. При переходе от водорода к ксенону не произошло ожидаемого заметного улучшения термоэлектрических свойств, что вызвано меньшими значениями термоЭДС, проводимости и быстрым ростом теплопроводности нейтрального ксенона с увеличением плотности.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 16-12-10511).

1. А. Н. Старостин, В. К. Грязнов, А. В. Филиппов, Письма ЖЭТФ **104**, 708 (2016).
2. C. Ramsauer, Ann. Phys. (Berlin, Ger.) **4**, 513 (1921).
3. Б. М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград (1970).
4. В. К. Грязнов, Ю. В. Иванов, А. Н. Старостин, В. Е. Фортов, ТВТ **14**, 643 (1976).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, М. (1976).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, 4-е изд., стереот., ФИЗМАТЛИТ, М. (2005).
7. А. Ф. Иоффе, *Полупроводниковые термоэлементы*, Изд. Академии Наук СССР, Москва–Ленинград (1960).
8. V. A. Bailey and J. S. Townsend, Philos. Mag. (1798-1977) **6**, 873 (1921).
9. N. F. Mott, *The Theory of Atomic Collisions*, 3rd ed. Ch. 18, Clarendon Press, Oxford (1965).
10. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, М. (1987).
11. S. Rosmej, H. Reinholz, and G. Röpke, Phys. Rev. E **95**, 063208 (2017).
12. G. J. Boyle, R. P. McEachran, D. G. Cocks, M. J. Brunger, S. J. Buckman, S. Dujko, and R. D. White, J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 355201 (2016).
13. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, М. (1963), с. 183–272.
14. V. E. Fortov, V. K. Gryaznov, V. B. Mintsev, V. Y. Ternovoi, I. L. Iosilevski, M. V. Zhernokletov, and M. A. Mochalov, Contrib. Plasma. Phys. **41**, 215 (2001).
15. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов, М. А. Мочалов, А. Л. Михайлов, А. С. Филимонов, А. А. Пяллинг, В. Б. Минцев, В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, ЖЭТФ **124**, 288 (2003).
16. V. D. Urlin, M. A. Mochalov, and O. L. Mikhailova, High Pressure Res. **8**, 595 (1992).
17. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, Письма в ЖЭТФ **30**, 401 (1979).
18. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, В. К. Грязнов, ЖЭТФ **79**, 116 (1980).
19. V. B. Mintsev, V. Ya. Ternovoi, V. K. Gryaznov, A. A. Pyalling, V. E. Fortov, and I. L. Iosilevskii, AIP Conf. Proc. **505**, 987 (2000).
20. M. I. Eremetz, E. A. Gregoryanz, V. V. Struzhkin, H.-K. Mao, R. J. Hemley, N. Mulders, and N. M. Zimmerman, Phys. Rev. Lett. **85**, 2797 (2000).
21. Н. Б. Варгафтик, Л. П. Филиппов, А. А. Тарзиманов, Е. Е. Тоцкий, *Справочник по теплопроводности жидкостей и газов*, Энергоатомиздат, М. (1990), 352 с.
22. Н. Б. Варгафтик, Л. П. Филиппов, А. А. Тарзиманов, Е. Е. Тоцкий, *Теплопроводность жидкостей и газов*, Издательство стандартов, М. (1978), 472 с.