

04;05;07

Скин-эффект, ионно-звуковая турбулентность и аномальный перенос в неизотермической твердотельной плазме, генерируемой мощным фемтосекундным лазером

© Н.Б. Волков

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: nbv@ami.uran.ru*Поступило в Редакцию 19 октября 2000 г.*

Объяснены результаты экспериментов Милчберга, Фримена и др. [1], в которых исследовалось поглощение интенсивного лазерного излучения длительностью 400 fs в алюминиевой мишени. Показано, что электропроводность неизотермической алюминиевой плазмы твердотельной плотности в этих экспериментах определялась ионно-звуковыми колебаниями (ионно-звуковой турбулентностью). Делается вывод о необходимости теоретического исследования ионно-звуковой турбулентности в неравновесной неизотермической плазме твердотельной плотности. Обсуждены возможные способы теоретического описания ионно-звуковой турбулентности и взаимодействия неизотермической плазмы твердотельной плотности с мощным ультракоротким лазерным излучением.

Прогресс в получении ультракоротких импульсов мощного лазерного излучения связан прежде всего с потребностями фундаментальной и прикладной физики, в частности с необходимостью создания источников энергии для накачки рентгеновских и гамма-лазеров, а также инерционного термоядерного синтеза [2]. Взаимодействие мощного ультракороткого лазерного излучения с веществом, в частности с металлами, сопровождается новыми физическими явлениями. Например, в полупроводниках обнаружены сверхбыстрые вибронные фазовые переходы [3], на поверхности металлических мишеней формируются периодические пространственные структуры [4], генерируются протоны с энергией до 18 MeV [5] и мягкое рентгеновское излучение [6] (см. также [7]). Авторы [1], измеряя интенсивность падающего на алюминиевую мишень

и отраженного от нее мощного лазерного излучения с фиксированной длительностью импульса $t_p = 400$ fs, установили, что коэффициент отражения уменьшается с ростом интенсивности излучения. Согласно экспериментальным оценкам электронной температуры T_e , сделанным на основе спектральных измерений, она изменялась в этих экспериментах от комнатной температуры до 100 eV. С помощью решения обратной задачи в [1] была установлена зависимость удельного сопротивления алюминиевой плазмы от интенсивности лазерного излучения (рис. 1; каждая точка рисунка соответствует отдельному эксперименту). Для объяснения результатов экспериментов авторов [1] привлекались различные гипотезы, в том числе о существовании механизмов сверхбыстрого обмена энергией между электронами и ионами [8]. Однако простые оценки, приведенные ниже, показывают, что за время импульса лазерного излучения решетка не успевает нагреться. Поэтому главной целью предлагаемой заметки является обсуждение физических механизмов поглощения ультракороткого лазерного излучения без привлечения гипотез ad hoc о существовании механизмов сверхбыстрого электрон-ионного обмена энергией.

Обсудим результаты экспериментов работ [1], сделав предварительно несколько оценок параметров алюминиевой плазмы твердотельной плотности при $T = T_0 = 300$ K с концентрацией частиц $n = n_0 = 6.02 \cdot 10^{22}$ cm⁻³. Имеем $r_s = (3m_i(4\pi\rho_0)^{-1})^{1/3} = 1.583 \cdot 10^{-8}$ cm — среднее межатомное расстояние; m_i , ρ_0 — соответственно масса иона и плотность невозмущенного металла; $Z = 13$, $z_0 = 3$ — соответственно заряд ядра и число свободных электронов, приходящихся на одну атомную ячейку; $\Theta = 428$ K — дебаевская температура; $\varepsilon_F = 11.63$ eV — энергия Ферми. Значения дебаевской частоты ω_m и средней скорости звука C_{s0} , определенные с использованием Θ , равны $\omega_m = 6.502 \cdot 10^{13}$ s⁻¹, $C_{s0} = 4.885 \cdot 10^5$ cm/s. Скорость изотермического ионного звука C_{si} , соответствующая температуре Ферми электронов $T_F = 2\varepsilon_F/(3k_B)$, равна $C_{si} = (k_B T_F/m_i)^{-1/2} = 5.265 \cdot 10^5$ cm/s. Близость значений C_{s0} и C_{si} , а также изотропного дебаевского спектра для фононов и спектра ионно-звуковых колебаний в неизотермической плазме позволяет некоторым исследователям говорить, что решеточные колебания в непереходных металлах (плазмоподобных средах) представляют собой ионно-звуковые колебания [9]. Значения ионной и электронной плазменных частот равны соответственно: $\omega_{pi} = 1.873 \cdot 10^{14}$ s⁻¹, $\omega_{pe} = 1.384 \cdot 10^{16}$ s⁻¹, т.е. $\omega_{pe} \gg \omega_{pi} > \omega_m$. Время устано-

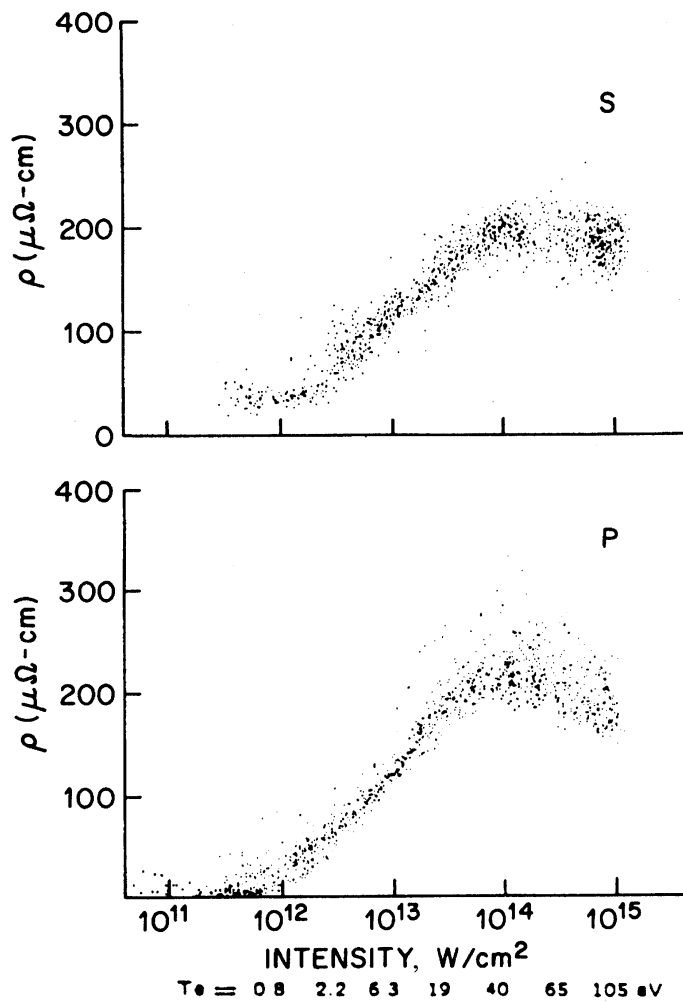


Рис. 1. Экспериментальные зависимости удельного сопротивления алюминиевой плазмы твердотельной плотности от интенсивности лазерного излучения длительностью 400 fs [1] (каждая точка рисунка соответствует отдельному эксперименту).

вления равновесного распределения электронного и фононного газов $\tau_r \sim 1.5 \cdot 10^{-14}$ s. Время установления термодинамического равновесия между электронами и фононами (решеткой) τ_ϵ удовлетворяет неравенству: $1.465 \cdot 10^{-12} < \tau_\epsilon < 3.781 \cdot 10^{-10}$ s (нижняя оценка получена с использованием выражения $\tau_\epsilon = k_B T_i \tau_r (2m_e C_{s0}^2)^{-1}$, справедливым при $T_i \gg \Theta$ [10] (поскольку в алюминии при $T_0 = 300$ K $\Theta \sim T_0$, это выражение дает нижнюю оценку для τ_ϵ). Верхняя оценка для τ_ϵ получена на основе соотношения $\tau_\epsilon = m_i \tau_r (2m_e)^{-1}$, в которое переходит при $T \rightarrow \infty$ выражение, использованное для получения нижней оценки. Нижнее значение толщины скин-слоя равно $\delta_s = 9.339 \cdot 10^{-6}$ cm $\gg r_s$. Если предположить, что расширение плазмы скин-слоя происходит со скоростью C_{s0} (идеализированный взрыв скин-слоя), то время пробега волной разрежения, распространяющейся со скоростью звука, слоя толщиной δ_s , t_s составит $t_s = 1.912 \cdot 10^{-11}$ s $> \tau_\epsilon \gg \tau_r$, при этом $t_s \gg t_p$.

Таким образом, с высокой точностью можно считать, что плазма, полученная в экспериментах авторов [1], сильно неизотермична и имеет плотность, равную плотности исходного металла. Фононный газ в такой среде можно считать "холодным" с температурой, равной $T_i = T_0 = 300$ K. В связи с этим следует сделать замечание. В обзоре Якубова И.Т. [8] для интерпретации результатов экспериментов [1], приведенных на рис. 1, использованы различные модельные выражения, полученные в физике низкотемпературной неидеальной плазмы. В частности, восходящую ветвь удельного сопротивления вблизи максимума автор [8] описал с помощью "универсального" выражения для электропроводности неидеальной плазмы, полученного в экспериментах по ударному сжатию инертных газов, в предположении, что ионы имеют температуру $T_i = 0.8$ eV = $9.28 \cdot 10^3$ K. Возникает вопрос, с помощью какого физического механизма ионы алюминия нагрелись до температуры 9280 K за время импульса лазерного излучения длительностью $t_p = 4 \cdot 10^{-13}$ s (см. вышеприведенные оценки)? Более правильным, с нашей точки зрения, следует считать, что в условиях экспериментов [1] ионы были холодными (имели температуру 300 K). В этом случае ответственным за рост удельного сопротивления алюминиевой мишени при нагреве ее фемтосекундным лазерным излучением следует признать мелкомасштабные кинетические неустойчивости [11].

Наиболее низким порогом возбуждения в неизотермической плазме при $T_e \gg T_i$ обладает ионно-звуковая неустойчивость, когда в плазме возбуждаются низкочастотные звуковые колебания со скоростью звука

$C_{si} = (k_B T_e m_i^{-1})^{1/2}$, испытывающие резонансное бесстолкновительное затухание (затухание Ландау) [9]. При достижении некоторого порога (в токнесущей плазме в этом случае дрейфовая скорость превышает скорость ионного звука [11,12] в плазме возбуждается ионно-звуковая турбулентность, приводящая к появлению аномального сопротивления. Эффективная частота столкновений ν_{eff} в этом случае пропорциональна отношению $T_e T_i^{-1}$ [11]. Поскольку в непереходных металлах (плазмподобных средах) вклад ферми-жидкостных эффектов и электрон-электронных столкновений в электропроводность пренебрежимо мал [13], а нарушение квазинейтральности затруднено (временным масштабом нарушения квазинейтральности служит электронная плазменная частота, которая в алюминии составляет $\omega_{pe} = 1.384 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$), по нашему мнению, удельное сопротивление алюминиевой плазмы в экспериментах авторов [1] определяется рассеянием на флуктуациях плотности, возбуждаемых ионно-звуковыми колебаниями.

Покажем это. Воспользуемся для этого плазменной моделью металлов, предложенной в наших работах [14]. Согласно этой модели, электронный транспорт в локально-равновесной плазмподобной среде (нормальном немагнитном металле) и флуктуации плотности в длинноволновом приближении определяются фактором $G = \kappa_s (nk_B T_i)^{-1} = C_s^2 C_{Ti}^{-2}$ ($C_{Ti} = (k_B T_i m_i^{-1})^{1/2}$ — изотермическая скорость звука при $\gamma = 1$; $\kappa_s = \rho(dP/d\rho)_T$ — модуль изотермической сжимаемости). В случае сильно неизотермической (неравновесной) плазмы твердотельной плотности этот фактор следует записать в виде

$$G = \frac{C_s^2}{C_{si}^2} = \frac{\kappa_s}{nk_B T_e}. \quad (1)$$

Из (1) следует асимптотика для неизотермической идеальной плазмы: $G \propto T_i T_e^{-1}$.

Подставляя (1) в выражение для электропроводности, даваемое плазменной моделью металла, получим для проводимости неизотермической плазмы твердотельной плотности следующую формулу, в которой для простоты анализа не учитывается вклад рассеяния на электронах ионных остовов:

$$\sigma = \frac{(2k_B T_e)^{1/2} \kappa_{s0}}{3\pi m_e \tilde{z} n_0 e^2 \Lambda} \frac{F_3'(x)}{F_{1/2}(x)}, \quad x = \frac{\mu_{eff}}{k_B T_e}. \quad (2)$$

В (2) μ_{eff} — эффективный химический потенциал электронов;

$$F_\nu(x) = \int_0^\infty \frac{z^\nu dz}{\exp(z-x) - 1}$$

— функция Ферми ν -го порядка; $F'_\nu(x) = dF_\nu(x)/dx$;

$$\Lambda = b_1^4 \int_0^{\frac{2k_D}{q_D T_{i0}}} \frac{\zeta^4 d\zeta}{(\exp(\zeta) - 1)(1 + b_1^2 \zeta^2)^2}, \quad b_1 = \frac{q_D}{k_D} \frac{T_{i0}}{\Theta}$$

— эффективный кулоновский логарифм; $q_D \sim r_s^{-1}$ — дебаевское волновое число решеточной подсистемы неидеальной плазмы; $k_D^2 = \min\{k_s^2, k_{ei}^2\}$ ($k_s^2 = r_s^{-2}$; $k_{ei}^2 = k_{De}^2 + (k_{Di}^4 + k_s^4)k_{Di}^{-2}$ [15]; k_{De} , k_{Di} — дебаевские волновые числа электронов и ионов соответственно);

$$k = \frac{1}{\hbar} \left(2m_e k_B T_e \frac{F_{3/2}(x)}{F_{1/2}(x)} \right)^{1/2}$$

— волновой вектор электрона проводимости; $T_{i0} = 300$ К — температура ионов (решетки); $n_0 = \rho_0 m_i^{-1}$; $\kappa_{s0} = \kappa_s(\rho_0)$.

Рис. 2 показывает изменение удельного сопротивления алюминиевой плазмы, когда ее электропроводность определяется выражением (2) (структурный фактор — (1)). Кривой удельного сопротивления соответствует изменение эффективного кулоновского логарифма от $\Lambda_0 = 0.684$ при $T_e = T_{i0} = 300$ К до $\Lambda_\infty = 0.491$ при $T_e \geq 0.4$ eV. Сравнение рис. 1 и 2 показывает, что экспериментальные и теоретическая кривые удельного сопротивления качественно и количественно согласуются. Это позволяет нам сделать вывод о необходимости постановки и решения задачи об исследовании кинетических неустойчивостей типа ионно-звуковой и мелкомасштабной турбулентности в металлах при воздействии на них мощного ультракороткого излучения.

Для рассмотренной выше ситуации характерно существование в неравновесной плазме твердотельной плотности "холодных" ионов и "горячих" электронов, длина свободного пробега которых существенно превышает среднее межатомное расстояние r_s . Аналогичная ситуация имеет место в нормальных металлах при низких температурах, когда ввиду малого числа фононов длина свободного пробега электронов

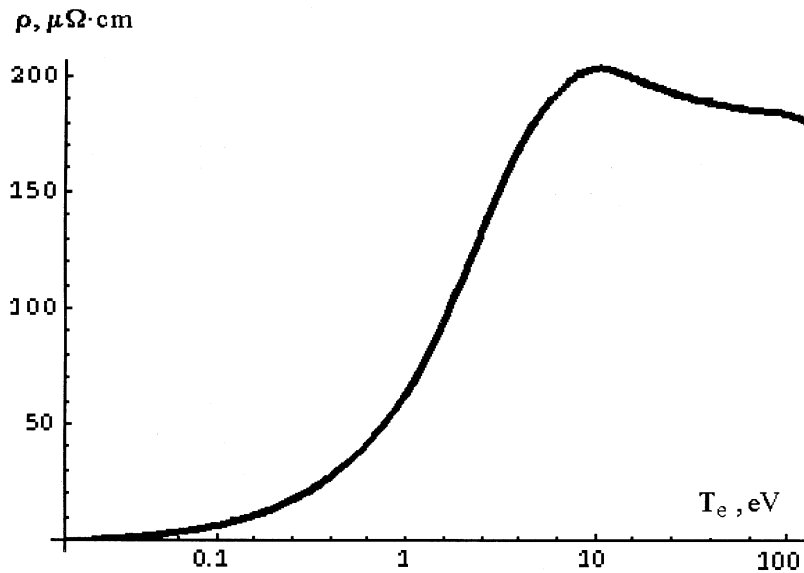


Рис. 2. Теоретическая зависимость удельного сопротивления алюминиевой плазмы твердотельной плотности от электронной температуры.

проводимости существенно превышает межатомное расстояние. В этом случае электроны проводимости деформируют решетку, тем самым возбуждая ее. Последнее, в конечном счете, приводит к увеличению эффективного сечения рассеяния и ограничению длины свободного пробега электронов проводимости. Теоретическое исследование нелинейной динамики электронов проводимости требует в этом случае совместного рассмотрения нелинейной динамики решетки и кинетических уравнений для квазичастичных возбуждений (электронов проводимости и фононов) в деформируемой решетке. Наиболее последовательное рассмотрение этой задачи для квазистационарного электромагнитного поля и бездефектного металла в квазиклассическом приближении проведено в работе [16]. В нашей работе [17] для случая квазистационарного электромагнитного поля в квазиклассическом приближении рассмотрена совместная динамика электронов проводимости, фононов и тополо-

гических дефектов (дислокаций и дисклинаций) в токонесущей плазмоподобной среде (нормальном металле). Показано, что прохождение электрического тока приводит к генерации топологических дефектов и, следовательно, к увеличению эффективного сечения рассеяния электронов [18].

В работах [16,17] динамика электронов проводимости в деформируемой решетке рассматривалась в рамках квазиклассического кинетического уравнения, которое не может быть использовано для изучения взаимодействия мощного ультракороткого лазерного излучения с металлом. В металлооптике широко используется квантовое кинетическое уравнение Гуржи [19], полученное в предположении, что взаимодействие электронов с фононами и электромагнитным полем является малым для недеформируемого бездефектного металла, и справедливое при $\hbar\omega \geq k_B T$. Поскольку числа заполнения фотонов всегда много больше единицы, электромагнитное поле в [19] рассматривается как внешнее, некантованное, поле, подчиняющееся классическим уравнениям Максвелла. В работе [20] построена линейная теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на недеформируемые твердые тела в приближении случайных фаз. При теоретическом исследовании воздействия мощного ультракороткого лазерного излучения на металлы возникает необходимость обобщения методов работ [12,16–20]. При этом электромагнитное поле, по-прежнему, можно считать внешним классическим полем, а деформацию решетки рассматривать в рамках нелинейной или слабо нелинейной теории упругости в случае бездефектного металла, поскольку ионно-звуковые колебания — длинноволновые либо в рамках нелинейной модели металла с топологическими дефектами, аналогичной модели работы [17]. Квантовое кинетическое уравнение для электронов должно при этом учитывать нагрев электронов, внутризонные переходы (ионно-рекомбинационные и излучательные) и переходить в квазиклассическое кинетическое уравнение после снятия вырождения электронов проводимости.

Таким образом, в данной работе объяснены эксперименты авторов [1] по поглощению мощного лазерного излучения длительностью 400 fs алюминиевой мишенью, продемонстрирована необходимость теоретического изучения мелкомасштабных (кинетических) неустойчивостей и ионно-звуковой турбулентности в неравновесной плазме твердотельной плотности и обсуждены возможные способы их исследования. В каче-

стве дальнейшей работы предполагается конструирование и исследование самосогласованной модели взаимодействия мощного ультракороткого лазерного излучения с металлом, рассматривающей многочастичную систему квазичастичных возбуждений (фотонов, фононов, электронов проводимости и плазмонов) в деформируемой решетке, в общем случае с топологическими дефектами.

Список литературы

- [1] *Milchberg N.M., Freeman R.R., Davey S.C., More R.M.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2364; *Milchberg N.M., Freeman R.R.* // Phys. Fluids B. 1990. V. 2. P. 1395.
- [2] *Bloembergen N.* // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. S283.
- [3] *Емельянов В.И., Бабак Д.В.* // ФТТ. 1999. Т. 41. С. 1462.
- [4] *Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И.* и др. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 675.
- [5] *Clark E.L., Kruchelnick K., Davies J.R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 670.
- [6] *Nichikawa T., Nakano H., Versugi N., Nakao M., Masuda H.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 4079.
- [7] *Petite G.* // Proceedings of the 1st Int. Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials (Tomsk, Russia, 24–29 September 2000). V. 1 / D. Vaisburd, Ed. Tomsk, Vodolei, 2000. P. 13.
- [8] *Якубов И.Т.* // УФН. 1993. Т. 163. С. 35; ТВТ. 1995. Т. 33. С. 833.
- [9] *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* // Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
- [10] *Гинзбург В.Л., Шабанский В.П.* // ДАН. 1955. Т. 100. С. 445; *Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В.* // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 232.
- [11] *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 7. М.: Атомиздат, 1973.
- [12] *Вученков В.Ю., Силин В.П., Урупин С.А.* // Phys. Reports. 1988. V. 164. P. 119.
- [13] *Гинзбург В.Л., Силин В.П.* // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 64; *Силин В.П.* // ФММ. 1959. Т. 7. С. 331.
- [14] *Волков Н.Б.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 2000; *Volkov N.B., Nemirovsky A.Z.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 693; *Волков Н.Б.* // Нелинейная динамика токонесущих плазмподобных сред. / Автореф. дис. на соиск. учен. степ. д.ф.-м. наук. Екатеринбург: ИЭФ УрО РАН, 1999.
- [15] *Беспалов И.М., Полищук А.Я.* // Методика расчета транспортных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров. Препринт 1–257. М.: ИВТАН, 1988.

- [16] *Андреев А.Ф., Пушкаров Д.И.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1883.
- [17] *Volkov N.B.* // J. Phys. A: Math. and Gen. 1997. V. 30. P. 6391.
- [18] *Volkov N.B.* // Proceedings of the 1st Int. Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials (Tomsk, Russia, 24–29 September 2000). V. 2. / G. Mesyats, B. Kovalchuk, G. Remnev, Eds. Tomsk: Vodolei, 2000. P. 94.
- [19] *Гуржи Р.Н.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 451.; *Гуров К.П.* // Основы кинетической теории. М.: Наука, 1966.
- [20] *Во Хонг Ань* // Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. М.: Наука, 1985.