

К теории рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в плазменном слое© С.А. Двинин¹, Д.К. Солихов², Ш.С. Нурулхаков^{1,2}¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия² Таджикский национальный университет,
73402 Душанбе, Таджикистан

e-mail: dvinin@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 23.09.2019 г.

В окончательной редакции 23.09.2019 г.

Принята к публикации 07.10.2019 г.

Рассчитана эволюция возмущения от локального источника при рассеянии Мандельштама-Бриллюэна в плазменном слое неограниченной длины. Возмущение с течением времени в данном случае может либо выйти из области рассеяния через одну из двух границ, либо распространяться вдоль слоя со скоростью ниже скорости распространения звуковой волны с экспоненциальным ростом или падением амплитуды возмущения. В частном случае строго обратного рассеяния (угол рассеяния равен π) эта скорость распространения равна нулю. Выполнен расчет пороговых полей неустойчивости и инкрементов неустойчивости при учете как конвективных потерь, так и столкновительного затухания волн. Показано, что порог неустойчивости при рассеянии под углом может быть ниже, чем при рассеянии строго назад, а если превышение порога интенсивности волны накачки невелико, инкремент рассеяния под углом также может быть выше инкремента рассеяния назад. При сильном превышении порога, когда конвективными потерями можно пренебречь, наибольший инкремент наблюдается для рассеяния назад.

Ключевые слова: плазменный слой, вынужденное комбинационное рассеяние, звуковая волна, угловая структура рассеяния.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48844.271-19

Введение

Исследования вынужденного комбинационного рассеяния в ограниченной плазме связаны с задачами ускорения электронов лазерным пучком [1], лазерного термоядерного синтеза [2], компрессии и усиления лазерных импульсов [3], диагностики плазмы [4] и др. Подробный обзор этих задач содержится в работе [5]. В первых работах исследования были связаны с изучением одномерных задач [6–12]. В работе [13] автор отметил, что всякая многомерная задача о рассеянии может быть сведена к одномерной и получил асимптотическое решение для рассеяния в неоднородной среде. Далее вопросы рассеяния в двумерной среде на основе идей [13] рассматривались в работах [14–20]. Тем не менее расчет порогов и инкрементов неустойчивости в ограниченной плазме при произвольном угле падения волны накачки в общем случае не был проведен, хотя было обсуждено распространение волны накачки вдоль длинного плазменного столба и были рассмотрены асимптотики решений, реализуемых при больших временах.

В данной работе рассчитана эволюция возмущения от локального источника при рассеянии волны накачки на бесконечном плазменном слое. Получены выражения для порога и инкремента неустойчивости при произвольных углах падения волны накачки и рассеяния. Полученное решение может быть обобщено на плазменные слои другой конфигурации.

Постановка задачи и система уравнений

Рассмотрим рассеяние широкого пучка волны накачки на плазменном слое толщиной L , размер которого в направлении поперек распространения волны накачки будем считать бесконечным, при произвольном значении угла рассеяния электромагнитной волны (рис. 1). Волна накачки с амплитудой E_0 , частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 распространяется вдоль слоя под углом β_0 к оси OX . Размер области взаимодействия вдоль оси OZ предполагается бесконечным, т.е. он должен быть достаточно большим, чтобы пренебречь дифракционными эффектами.

Рассеянная электромагнитная волна (с частотой ω_2 и волновым вектором \mathbf{k}_2) распространяется под углом β_2 (который может изменяться от 0 до π) к направлению распространения волны накачки. Угол β_2 , равный π , соответствует рассеянию назад. Звуковая волна (с частотой Ω_1 и волновым вектором \mathbf{K}_1) распространяется под углом β_1 к направлению распространения волны накачки. При рассеянии выполняются условия синхронизма:

$$\Omega_1 + \omega_2 = \omega_0, \quad \mathbf{K}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0. \quad (1)$$

Поскольку частота звуковой волны много меньше частот волны накачки и рассеянной электромагнитной волны,

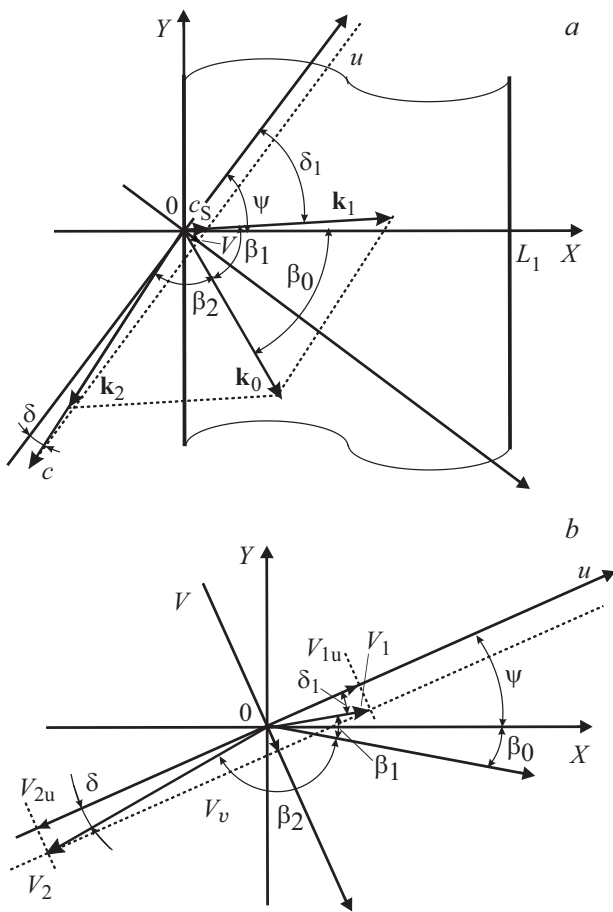


Рис. 1. (а) Расположение волновых векторов для встречного рассеяния: \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 — волновые векторы волны накачки, звуковой волны и электромагнитной рассеянной волны, β_1 и β_2 — углы рассеяния. (б) Новая система координат u, v для аналитического решения задачи, \mathbf{V}_v — скорость перемещения возмущения вдоль оси OV , ψ — угол поворота новой системы координат относительно старой, δ — угол между осью OU и волновым вектором рассеянной волны.

выполняются соотношения

$$\beta_1 = (\pi - \beta_2)/2 < \pi/2,$$

$$|\mathbf{k}_2| \approx |\mathbf{k}_0|, \quad \mathbf{K}_1 = 2\mathbf{k}_0 \sin(\beta_2/2).$$

Укороченные уравнения для волн [10,21–24] можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_1}{\partial T} + (\mathbf{V}_1 \cdot \nabla) b_1 + \Gamma_1 b_1 &= \tilde{M}_1 b_2, \\ \frac{\partial b_2}{\partial T} + (\mathbf{V}_2 \cdot \nabla) b_2 + \Gamma_2 b_2 &= M_2 b_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $V_{1x} = V_1 \cos(\beta_1 - \beta_0)$, $V_{1y} = V_1 \sin(\beta_1 - \beta_0)$, $V_{2x} = V_2 \cos(\beta_2 + \beta_0)$, $V_{2y} = V_2 \sin(\beta_2 + \beta_0)$, T — время, x, y — координаты. В простейшем случае рассеяния Мандельштама-Бриллюэна $b_1 = \delta n_e^*/n_0$ — амплитуда звуковой волны, δn_e^* — возмущения плотности электронов, $b_2 = E_2$ — амплитуда рассеянной электромагнитной волны, V_1, V_2 — групповые скорости волн, для

рассеяния Мандельштама-Бриллюэна $V_1 = V_S$, $V_2 = c$, где V_S — скорость звуковой волны, c — скорость света. Коэффициенты нелинейной связи волн равны $\tilde{M}_1 = z e^2 |k_1| E_0 / 4 m m_i \omega_0 \omega_2 V_S$, $M_2 = \omega_e^2 E_0 / 4 \omega_0$. Оставшиеся коэффициенты уравнения выражаются через параметры плазмы: $\Gamma_1 = v_m/2$, $\Gamma_2 = v_e \omega_{Le}^2 / 2 \omega_2$ — декременты затухания звуковой и электромагнитной волн; v_{in}, v_e — частоты упругих столкновений ионов и электронов; e, m — заряд и масса электронов; z, m_i — зарядовое число и масса ионов; ω_{Le} — ленгмюровская частота электронов. Для амплитуд волн b_1 и b_2 задаются начальные условия $b_1 = b_{10}(X, Y)$, $b_2 = b_{20}(X, Y)$. Полное рассеянное поле может быть рассчитано как суперпозиция волн, рассеянных под разными углами. В силу того, что скорость звуковой волны много меньше скорости света, будем считать, что волновые числа рассеянной электромагнитной волны и волны накачки равны, и из (1) следует $k_1 = 2k_0 \sin(\beta_2/2)$. Углы рассеяния звуковой и электромагнитной волн связаны при этом соотношением $\beta_1 = \pi/2 - \beta_2/2$.

Введем новые координаты, $x = X/L$, $y = Y/L$, и обозначения для длин свободного пробега звуковой, $l_S = V_S/\Gamma_1$, и рассеянной, $l_t = c/\Gamma_2$, волн, представляющие собой характерные расстояния, на которых амплитуда свободных волн падает в e раз. Используем безразмерные величины, характеризующие интенсивность волны накачки, $p_0 = 2\sqrt{M_1 M_2} / c V_S$, $l_E = 2/p_0$, и параметр превышения порога, $\lambda = p_0 L/2 = L/l_E$. Физический смысл λ — отношение энергии, передаваемой от волны накачки к рассеянным волнам за характерное время ухода энергии рассеянных волн $\tau = L/\sqrt{c V_S}$ в поперечном направлении, к энергии этих волн. Роль затухания рассеянных волн оценивается параметрами L/l_S и L/l_t . Относительная роль затухания зависит от угла рассеяния, поэтому при расчетах будем считать заданным параметр $q_{20} = L/l_S + L/l_t$, который соответствует обратному рассеянию. Как правило, выполняется условие $l_S/l_t \ll 1$, поэтому поглощение световой волны существенно при углах рассеяния поперечной волны, близких к $\pi/2$. В дальнейших расчетах предполагалось, что $l_S/l_t = 0.01$. После введения новых обозначений получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{L}{V_S} \frac{\partial}{\partial t} + \sin\left(\frac{\beta_2}{2} + \beta_0\right) \frac{\partial}{\partial x} + \cos\left(\frac{\beta_2}{2} + \beta_0\right) \frac{\partial}{\partial y} + \frac{L}{l_S} \right) b_1 &= \\ = \xi \frac{L}{l_E} \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) b_2, & \\ \left(\frac{L}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \cos(\beta_0 - \beta_2) \frac{\partial}{\partial x} - \sin(\beta_0 - \beta_2) \frac{\partial}{\partial y} + \frac{L}{l_t} \right) b_2 &= \\ = \xi^{-1} \frac{L}{l_E} b_1, & \end{aligned} \quad (3)$$

где $\xi = \sqrt{c M_1 / V_S M_2}$. Условия излучения Зоммерфельда для рассеянных волн приводятся к

$$b_1(x=0) = 0, \quad b_2(x=L) = 0. \quad (4)$$

В соответствии с идеями [13] введем новую систему координат u, v , с осями, повернутыми под некоторым углом ψ (рис. 1) к исходной: $x = u \cos \psi + v \sin \psi$, $y = u \sin \psi - v \cos \psi$, $u = x \cos \psi + y \sin \psi$, $v = x \sin \psi - y \cos \psi$, и выберем угол ψ так, чтобы обе волны двигались вдоль оси координат $0V$ с одной и той же скоростью V_v . В итоге получим

$$\psi = \pi - \beta_2 - \beta_0 - \delta = \beta_1 + \delta_1 - \beta_0,$$

где

$$\delta_1 = \arcsin(V_v/V_S), \quad \delta = \arcsin(V_v/c),$$

$$V_v = V_S \cos(\beta_2/2) / \sqrt{1 + (V_S/c)^2 + 2 \sin(\beta_2/2) V_S/c}.$$

В полученной системе координат уравнения (3) приводятся к виду

$$\begin{aligned} \left(\frac{L}{V_S} \frac{\partial}{\partial t} + \cos(\delta_1) \frac{\partial}{\partial u} + \sin(\delta_1) \frac{\partial}{\partial v} + \frac{L}{l_c} \right) b_1 = \\ = \xi \frac{L}{l_E} \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) b_1, \end{aligned}$$

$$\left(\frac{L}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \cos(\delta) \frac{\partial}{\partial u} + \sin(\delta) \frac{\partial}{\partial v} + \frac{L}{l_t} \right) b_2 = \xi^{-1} \frac{L}{l_E} b_2. \quad (5)$$

а их общее решение может быть записано в виде $b_1 = U_1(t, u)V(t, u)$, $b_2 = U_2(t, u)V(t, u)$. Эволюция функций U_1, U_2 и V вдоль осей $0U$ и $0V$ может быть рассмотрена независимо друг от друга с помощью уравнений

$$\begin{aligned} \frac{L}{V_S} \frac{\partial U_2}{\partial t} + \cos(\delta_1) \frac{\partial U_1}{\partial u} + \frac{L}{l_S} U_1 = \xi \frac{L}{l_E} \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) U_2, \\ \frac{L}{c} \frac{\partial U_2}{\partial t} - \cos(\delta) \frac{\partial U_2}{\partial u} + \frac{L}{l_t} U_2 = \xi^{-1} \frac{L}{l_E} U_1, \quad (6) \\ \frac{L}{V_S} \frac{\partial V}{\partial t} + \sin(\delta) \frac{\partial V}{\partial v} = 0. \end{aligned}$$

Развитие возмущения и обсуждение результатов

Последнее из уравнений (6) представляет собой уравнение переноса, из которого следует, что начальное возмущение движется вдоль оси $0V$ без изменения формы. Скорость движения границ возмущения вдоль оси $0U$ определяется проекциями скорости распространения рассеянных волн на ось $0U$. Благодаря такому движению [19] возможны несколько вариантов развития процесса.

1. Возмущение выходит из области взаимодействия через поверхность $x = L$:

$$(\cos(\delta_1) \cos(\psi) - \sin(\delta_1) \sin(\psi)) < 0,$$

$$(\cos(\delta) \cos(\psi) + \sin(\delta) \sin(\psi)) > 0.$$

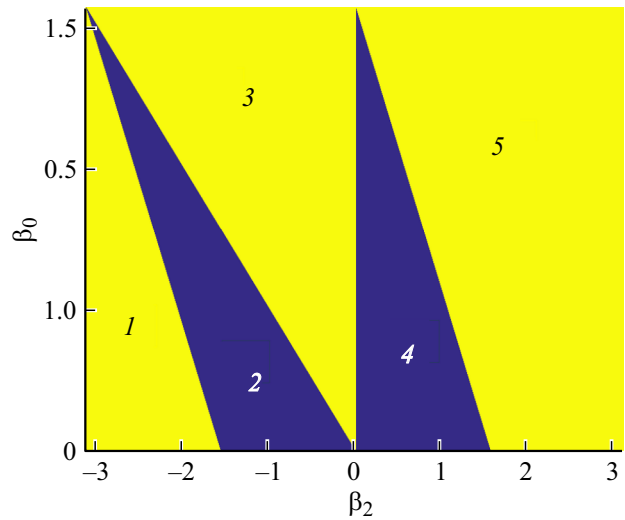


Рис. 2. Области реализации различных режимов рассеяния. 1, 3, 5 — области, в которых возмущение перемещается вдоль плазменного столба. В областях 2 и 4 возмущение выходит за пределы области взаимодействия в направлении оси $0X$.

2. Возмущение выходит из области взаимодействия через поверхность $x = 0$:

$$(\cos(\delta_1) \cos(\psi) - \sin(\delta_1) \sin(\psi)) > 0,$$

$$(\cos(\delta) \cos(\psi) + \sin(\delta) \sin(\psi)) < 0.$$

3. Если условия реализации п. 1 или п. 2 не выполняются, возмущение занимает всю область взаимодействия по оси $0U$ и далее распространяется вдоль оси $0V$ без изменения формы.

Распределение значений углов падения (β_0) и рассеяния (β_2) на зоны, в которых реализуется один из вариантов 1–3, приведено на рис. 2. Светлым тоном выделены области, в которых возмущение распространяется вдоль плазменного слоя (1, 3, 5), темным — области, в которых возмущение выходит из области взаимодействия (2, 4).

Первые два случая могут быть исследованы либо численно, либо с применением асимптотических методов, учитывающих медленность распространения фронта звуковой волны. В третьем случае для решения задачи достаточно вернуться к координате $0X$ в уравнениях (6). Получим

$$\begin{aligned} \frac{L}{V_S C_s} \frac{\partial U_2}{\partial t} + \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{L}{l_S C_s} U_1 = \xi \frac{L}{l_S C_s} \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) U_2, \\ \frac{L}{c C_t} \frac{\partial U_2}{\partial t} - \frac{\partial U_2}{\partial x} + \frac{L}{l_t C_t} U_2 = \xi^{-1} \frac{L}{l_E C_t} U_1, \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$C_s = \cos(\beta_0 - \beta_1) = \sin(\beta_0 + \beta_2/2),$$

$$C_t = -\cos(\beta_0 + \beta_2),$$

безразмерные коэффициенты, зависящие от угла падения β_0 и угла рассеяния β_2 . На рис. 3 приведена

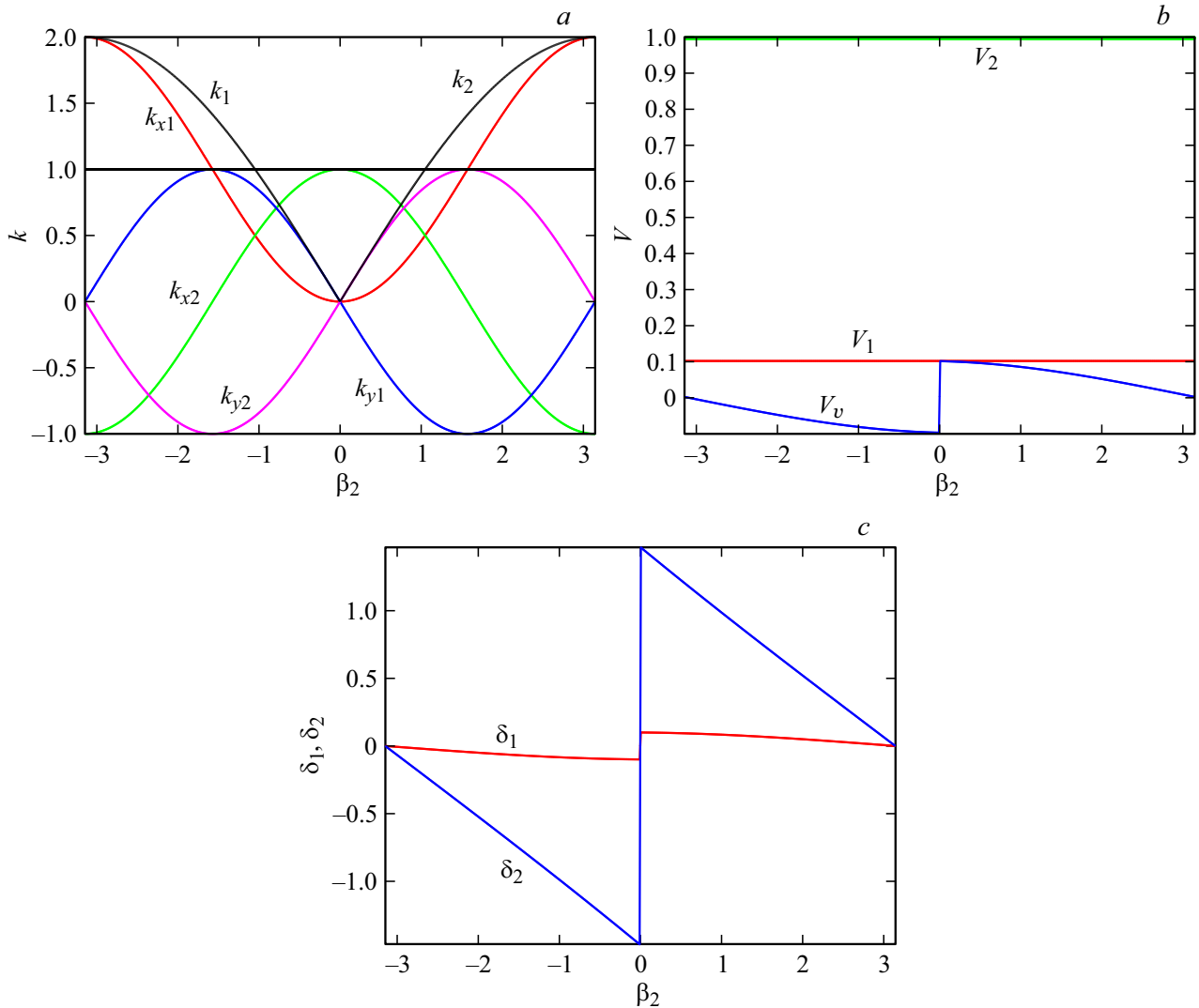


Рис. 3. Зависимость волновых чисел рассеянных волн и их проекций на оси координат ($k_1, k_{1x}, k_{1y}, k_2, k_{2x}, k_{2y}$ (a), скоростей рассеянных волн V_1, V_2 и скорости перемещения возмущения в целом вдоль оси $V - V_v$ (b) и углов δ_1, δ_2 (c) от угла рассеяния электромагнитной волны β_2 , для угла падения β_0 , равного 0.

зависимость волновых чисел рассеянных волн и их проекций на оси координат: $k_1 = 2k_0 \sin(\beta_2/2)$, $k_{1x} = k_0(\cos(\beta_0) - \cos(\beta_0 + \beta_2))$, $k_{1y} = k_0(\sin(\beta_0) - \sin(\beta_0 + \beta_2))$, $k_2 = k_0$, $k_{2x} = -k_0 \cos(\beta_0 + \beta_2)$, $k_{2y} = k_0 \sin(\beta_0 + \beta_2)$ (рис. 3, a), скоростей рассеянных волн (рис. 3, b) и углов δ_1, δ_2 (рис. 3, c), от угла рассеяния электромагнитной волны β_2 для β_0 , равного нулю.

Граничные условия (4) приводят к соотношению

$$U_1(x = 0) = 0, \quad U_2(x = 1) = 0,$$

$$\text{либо } U_1(x = 1) = 0, \quad U_2(x = 0) = 0 \quad (8)$$

в зависимости от знаков C_s и C_i . Следует отметить, что условия (8) могут быть поставлены только в том случае, когда C_s и C_i имеют одинаковые знаки, т.е. проекции скоростей рассеянных волн на ось Ox направлены в разные стороны. Системы, аналогичные (7)

и (8), рассматривалась в литературе неоднократно. Общее решение может быть представлено либо рядом по собственным функциям задачи, либо рядами, аналогичными используемым в методе электростатических изображений. В данной работе мы ограничимся первым способом, поскольку он позволяет рассчитать пороги и инкременты неустойчивости. При этом в системе (7) проводят преобразование Лапласа по времени, а затем полученная краевая задача решается с граничными условиями (8). Полюса полученного дисперсионного соотношения:

$$\Delta = \left(\frac{L}{V_s C_s} p + \frac{L}{l_s C_s} + i\chi_1 \right) \exp(i\chi_1) - \left(\frac{L}{V_s C_s} p + \frac{L}{l_s C_s} + i\chi_2 \right) \exp(i\chi_2) = 0, \quad (9)$$

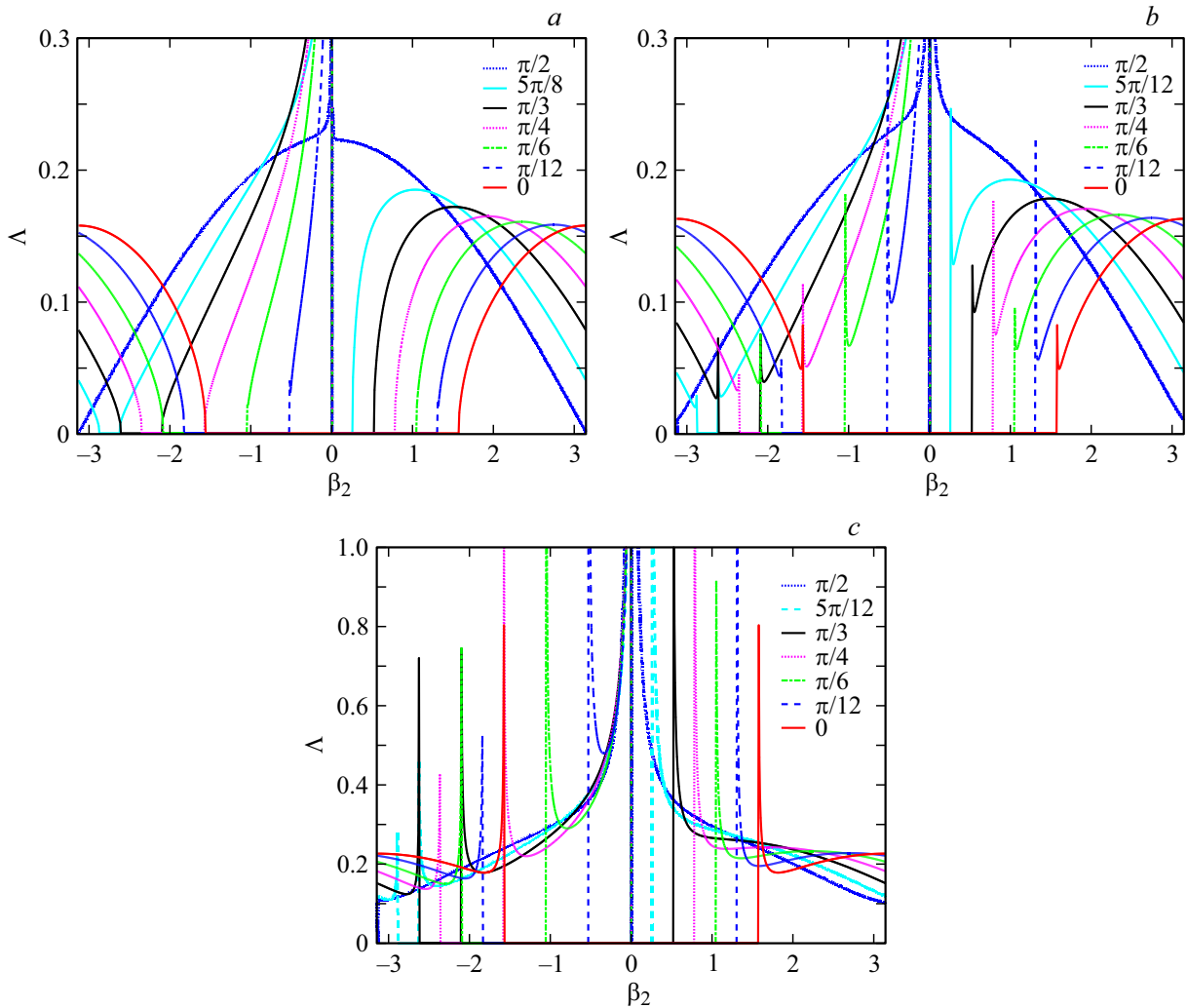


Рис. 4. Порог неустойчивости при слабом ($q_2 = 0.01$, *a*), умеренном ($q_2 = 0.1$, *b*) и сильном ($q_2 = 1$, *c*) поглощении для различных углов падения: $\beta_0 = 0, \pi/12, \pi/6, \pi/4, \pi/3, 5\pi/12, \pi/2$.

где

$$\chi_{1,2} = \frac{i}{2} \left\{ \left(\frac{L}{V_s C_s} - \frac{L}{c C_t} \right) p + \left(\frac{L}{l_s C_s} - \frac{L}{l_t C_t} \right) \right. \\ \left. \pm \sqrt{\left[\left(\frac{L}{V_s C_s} + \frac{L}{c C_t} \right) p + \left(\frac{L}{l_s C_s} + \frac{L}{l_t C_t} \right) \right]^2 - 4 C_s^{-1} C_t^{-1} \left(\frac{L}{l_E} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\beta_2}{2} \right)} \right\},$$

позволяют рассчитать инкремент неустойчивости. Дисперсионное уравнение (9) имеет счетное число решений. Решение наиболее удобно записать, введя новую переменную

$$\vartheta = \arccos \left(\left(\left(\frac{L}{V_s C_s} + \frac{L}{c C_t} \right) p + \left(\frac{L}{l_s C_s} + \frac{L}{l_t C_t} \right) \right) / \right. \\ \left. / \left(\frac{2L}{l_E} \sqrt{C_s^{-1} C_t^{-1} \sin^2 \left(\frac{\beta_2}{2} \right)} \right) \right), \quad (10)$$

которая удовлетворяет уравнению (n — номер неустойчивой моды)

$$\vartheta + \lambda \sqrt{\frac{1}{C_s C_t} \sin^2 \left(\frac{\beta_2}{2} \right)} \sin \vartheta = \pi n. \quad (11)$$

Действительные корни ϑ_n уравнения (11) легко находят численно. Число таких корней определяется целой частью выражения $N = \lambda \sqrt{C_s^{-1} C_t^{-1} \sin^2(\beta_2/2)} / \pi + 1/2$. После вычисления корней инкременты неустойчивости соответствующих мод могут быть рассчитаны обращением (10). Выполнив громоздкие вычисления, аналогичные проведенным в [11,12,21–28], получим, что инкремент неустойчивости определяется соотношением

$$G^{(n)} = \left(\frac{2L}{l_E} \sqrt{\frac{1}{C_s C_t} \sin^2 \left(\frac{\beta_2}{2} \right)} \cos \vartheta^{(n)} - \left(\frac{L}{l_s C_s} + \frac{L}{l_t C_t} \right) \right) / \left(\frac{L}{V_s C_s} + \frac{L}{c C_t} \right). \quad (12)$$

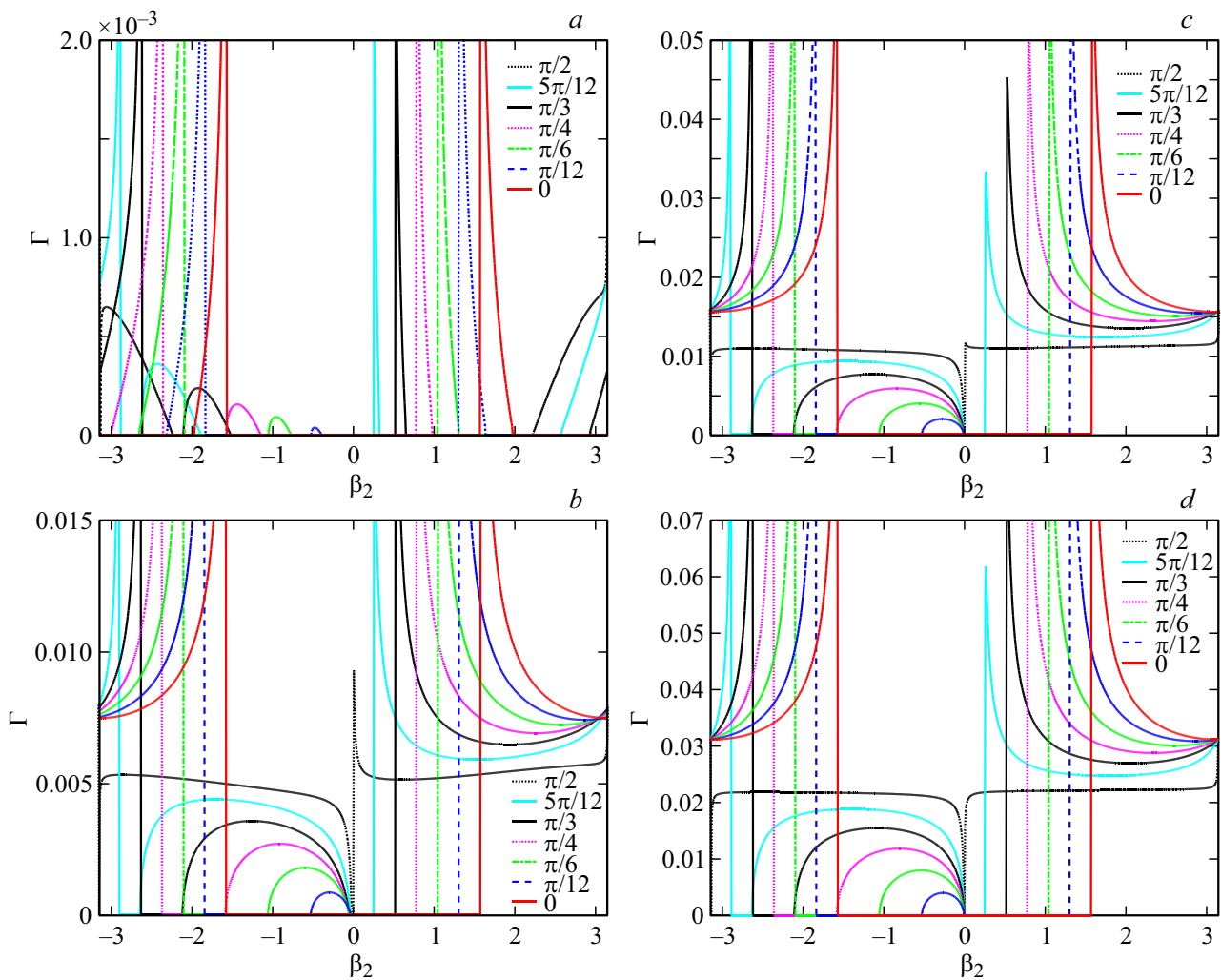


Рис. 5. Инкременты неустойчивости при различных интенсивностях волны накачки: $\Lambda = \pi/32$ (a), $\pi/4$ (b), $\pi/2$ (c), π (d) для углов падения $\beta_0 = 0, \pi/12, \pi/6, \pi/4, \pi/3, 5\pi/12, \pi/2$; $q_2 = 0.01$.

В соответствии с (12) инкременты неустойчивости определяются значениями параметров $L/l_E, L/l_S, l_S/l_t$ и c/V_S .

Порог неустойчивости ($\Lambda = L/l_E$) определяется соотношением

$$\frac{L}{l_E} \sqrt{\frac{1}{C_s C_t} \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) \cos \vartheta^{(1)}} - \left(\frac{L}{l_S C_s} + \frac{L}{l_t C_t}\right) = 0.$$

При расчете порогов и инкрементов неустойчивости, как правило, используются безразмерные переменные. Например, при анализе двухплазменной неустойчивости часто используют параметр $\Gamma_\omega = G/\omega_0$. При рассмотрении рассеяния на плазменном слое [25–30] естественно сравнивать величину инкремента со средним временем выхода излучения из области взаимодействия: $\Gamma_\tau = G\tau = GL/\sqrt{cV_S}$. В рассматриваемой задаче при представлении результатов мы используем безразмерную переменную $\Gamma = GL/c = k_0 LG/\omega_0 = k_0 L \Gamma_\omega = \Gamma_\tau \sqrt{V_S/c}$, а в качестве характерного времени выступает время распространения через область

взаимодействия электромагнитной волны. Точно также при оценке интенсивности падающего излучения (в том числе порога) мы используем параметр $\Lambda = \Lambda_\tau \sqrt{V_S/c}$ (рис. 4, 5).

Расчет безразмерного порога неустойчивости Λ как функции угла рассеяния β_2 при слабом ($q_{20} = 0.01$), промежуточном ($q_{20} = 0.1$) и сильном ($q_{20} = 1$) затухании рассеянных волн приведен на рис. 4. Разные кривые на рисунке соответствуют различным углам падения β_0 ($0, \pi/12, \pi/6, \pi/4, \pi/3, 5\pi/12, \pi/2$) волны накачки на плазменный слой. В тех случаях, когда неустойчивость отсутствует (порог равен бесконечности), значение соответствующей кривой на рис. 4 положено равным 0. Поскольку порог неустойчивости определяется совместно затуханием рассеянных волн и временем выхода излучения из области рассеяния, при малом затухании порог неустойчивости резко падает при рассеянии электромагнитной волны вдоль оси плазменного слоя. Увеличение затухания приводит к постепенному выравниванию зависимости от углов β_0

и β_2 . Тем не менее и для $q_{20} = 1$ рассеяние в основном будет идти вдоль плазменного слоя. И только либо для очень большого затухания, либо для широких слоев, когда столкновительные потери преобладают во всем диапазоне углов, минимальный порог будет наблюдаться для обратного рассеяния, когда $\sin(\beta_2/2)$ равен единице и коэффициент обратной связи волн максимален. При приближении угла рассеяния β_2 к $\pi/2$ формирование возмущения, распространяющегося вдоль плазменного слоя, становится невозможным, что проявляется как резкое возрастание порога. На рис. 4,а этот эффект не заметен вследствие недостаточного шага по β_2 при расчете кривых.

Рисунок 5,а демонстрирует возможность развития неустойчивости, когда интенсивность волны накачки меньше порога для рассеянных волн, распространяющихся поперек слоя. При этом при отклонении от этого направления время выхода излучения из слоя увеличивается, и неустойчивость становится возможной. Наибольшая величина инкремента наблюдается при распространении рассеянной электромагнитной волны вдоль плазменного слоя.

При превышении порога (рис. 5,б–д) зависимость инкремента от угла падения волны накачки и угла рассеяния обратна зависимости порога неустойчивости (рис. 5,б). С ростом интенсивности волны накачки появляется локальный максимум инкремента в области рассеяния назад ($\beta_2 = \pi$). Инкремент неустойчивости растет с увеличением интенсивности волны накачки.

Экспериментально параметрические неустойчивости можно наблюдать в широкой области параметров — от СВЧ до оптического диапазона. Оценки показывают, что в водородной плазме данный эффект при определенных параметрах плазмы и размерах области взаимодействия может иметь место во всем указанном выше диапазоне частот.

Выводы

1. Рассмотрено рассеяние Мандельштама–Бриллюэна для области рассеяния в виде плазменного слоя, ограниченной вдоль одной из осей и бесконечной в поперечном к ней направлении. В эксперименте такие ситуации могут возникать в задачах диагностики, либо в задачах нагрева с замкнутой по азимутальному углу областью взаимодействия.

2. Показано, что в зависимости от угла падения волны накачки на область рассеяния и угла рассеяния электромагнитной волны могут быть реализованы два режима. В одном из них возмущение выходит из области рассеяния через одну из границ, а в другом возмущение распространяется вдоль плазменного слоя. Для нормального падения волны накачки и обратного рассеяния скорость перемещения возмущения вдоль слоя равна нулю.

3. Минимальные значения порога неустойчивости наблюдаются для электромагнитных волн, рассеянных по направлениям, лежащим в плоскости слоя. Для этих же направлений наблюдаются наивысшие значения инкремента неустойчивости при небольшом превышении порога.

4. Для сильно надпороговых режимов, когда конвективными (связанными с выходом излучения за границы области) потерями можно пренебречь, максимум инкремента наблюдается для рассеяния назад.

5. Полученные угловые зависимости качественно отличаются от рассеяния в бесконечной среде, для которой максимум инкремента наблюдается при строго обратном рассеянии (угол рассеяния равен π).

6. Подобная сложная угловая структура рассеяния, по-видимому, должна наблюдаться и при других видах рассеяния, например при распаде на ленгмюровскую и электромагнитную волны или при двухплазмонном рассеянии.

7. Вывод о возможности раздельного расчета временной эволюции по направлениям 1 и 2 справедлив также для нелинейных задач. Полученные решения могут быть основой для учета дифракционных эффектов с помощью теории возмущений.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках НИР № 116021560426 „Актуальные проблемы физики неравновесной плазмы“ физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Конфликт интересов

Авторы подтверждают, что они не имеют конфликтов интересов.

Список литературы

- [1] *Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. N 3. P. 1229–1286.
- [2] *Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al.* // Physics of Plasmas. 1994. V. 1. N 5. P. 1626–1634.
- [3] *Strickland D., Mourou G.* // Opt. Commun. 1985. V. 55. P. 447–449.
- [4] *Wu Y., Sawyer J., Zhang Z., Schneider M.N., Viggiano A.A.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 114108–4.
- [5] *Garmire E.* // New J. Phys. 2017. V. 19. P. 011105–11.
- [6] *Sturrock P.A.* // Phys. Rev. 1958. V. 112. P. 1488–1503.
- [7] *Горбунов Л.М.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 4. С. 1337–1343; *Gorbunov L.M.* // Soviet Physics JETP. 1974. V. 38. N 4. P. 666–668.
- [8] *Farmer J.P., Ersfeld B., Jaroszynski D.A.* // Physics of Plasmas. 2010. V. 17. P. 113301–6.
- [9] *Toroker Z., Malkin V.M., Fisch N.J.* // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. P. 113110–10.
- [10] *Kroll N.M.* // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 34–43.
- [11] *Bobroff D.L., Haus H.A.* // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 390–403.

- [12] Горбунов Л.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 1. С. 36–43; *Gorbunov L.M.* // Sov. Tech. Phys. 1977. V. 22. N 1. P. 19–25.
- [13] Reiman A. // Phys. Fluids. 1978. V. 21. N 6. P. 1000–1006.
- [14] Kalmykov S., Mora P. // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. P. 053101–10.
- [15] Калмыков С.Ю. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 1000–1009; *Kalmykov S.Yu.* // Plasma Phys. Reps. 2000. V. 26. P. 938–946.
- [16] Turano E.J., McKinstrie C.J. // Physics of Plasmas. 2000. V. 7. P. 5096–5105. doi 10.1063/1.1319332
- [17] Turano E. Spatiotemporal Evolution of Stimulated Raman Scattering Driven by Short Laser Pulses. Ph.D. Thesis. N.Y.: Universities of Rochester, 1998.
- [18] Malkin V.M., Shvets G., Fisch N.J. // Physics of Plasmas. 2000. V. 7. P. 2232–2240. doi 10.1063/1.874051
- [19] Giaccone R.E., McKinstrie C.J., Kolber T. // Physics of Plasmas. 1999. V. 6. P. 3587–3596.
- [20] Bers A. // Handbook of Plasma Physics. V. 2 / Ed. by Galeev A.A., Sudan R.N. North-Holland Publishing Company, 1983. P. 451–517. Перевод: Берс А. // Основы физики плазмы. Т. 2 / Под ред. Галеева А.А., Судана Р. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 267–330.
- [21] Горбунов Л.М. // УФН. 1973. Т. 109. В. 4. С. 631–655; *Gorbunov L.M.* // Sov. Phys. Usp. 1973. V. 16. P. 217–235.
- [22] Горбунов Л.М. Введение в нелинейную электродинамику плазмы. М.: ФИАН, 2009. 169 с.
- [23] Горбунов Л.М. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 3. С. 990–996; *Gorbunov L.M.* // Soviet Physics JETP. 1973. V. 38. N 3. P. 490–493.
- [24] Горбунов Л.М. // ЖЭТФ. 1975. Т. 67. В. 4. С. 1386–1390; *Gorbunov L.M.* // Soviet Physics JETP. 1975. V. 40. N 4. P. 688–691.
- [25] Овчинников К.Н., Солихов Д.К. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2010. № 10. С. 3–13; *Ovchinnikov K.N., Solikhov D.K.* // Bull. Lebedev Physics Institute. 2010. V. 37. N 10. P. 297–303.
- [26] Солихов Д.К., Овчинников К.Н., Двинин С.А. // Вестн. Моск. ун-та, физ. астрон. 2012. Т. 53. В. 1. С. 69–72; *Solikhov D.K., Ovchinnikov K.N., Dvinin S.A.* // Moscow University Physics Bull. 2012. V. 67. N 1. P. 62–65.
- [27] Двинин С.А., Солихов Д.К., Нурулхаков Ш.С. // Вестн. Моск. ун-та, физ. астрон. 2017. Т. 58. В. 4. С. 16–21; *Dvinin S.A., Solikhov D.K., Nurulhakov Sh.S.* // Moscow University Physics Bull. 2017. V. 72. N 4. P. 345–350.
- [28] Двинин С.А., Солихов Д.К., Нурулхаков Ш.С. // Известия вузов. Физика. 2018. Т. 61. В. 4. С. 87–91; *Dvinin S.A., Solikhov D.K., Nurulhakov Sh.S.* // Russian Physic J. 2012. V. 61. N 4. P. 701–707.
- [29] Солихов Д.К., Двинин С.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. В. 6. С. 590–605; *Solikhov D.K., Dvinin S.A.* // Plasma Physics Reports. 2016. V. 42. N 6. P. 576–591. doi 10.1134/S1063780X16060076
- [30] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.; *Alexandrov A.F., Bogdankevich L.S., Rukhadze A.A.* Principles of Plasma Electrodynamics. Heidelberg: Springer Verlag, 1984.