

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

Пороговые поля вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в пространственно ограниченной плазмеС. А. Двинин^{1,a}, Д. К. Солихов^{2,b}, Ш. С. Нурулхаков^{1,2,c}¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.²Таджикский национальный университет, физический факультет. Таджикистан, 73402, Душанбе, просп. Рудаки, д. 17.E-mail: ^advinin@phys.msu.ru, ^bdavlat56@mail.ru, ^cnshs93@mail.ru

Статья поступила 03.07.2016, подписана в печать 03.11.2016.

Рассеяние Мандельштама–Бриллюэна в бесконечной среде анизотропно, причем порог абсолютной неустойчивости обусловлен затуханием рассеянных волн. Если преобладает столкновительный механизм затухания, минимальное значение порога наблюдается при рассеянии назад. Для области рассеяния, ограниченной в продольном направлении (параллельном направлению распространения волны накачки), порог рассеяния назад будет больше, чем для бесконечной среды, вследствие появления конвективных потерь, связанных с выносом энергии рассеянными волнами. В настоящей работе рассматривается рассеяние широкого волнового пучка на плазме, размер которой в направлении поперек распространения волны накачки много больше продольного. Показано, что в данном случае при рассеянии под углом порог неустойчивости может стать меньше, чем порог для рассеяния назад, вследствие увеличения времени выхода излучения из области взаимодействия, на что ранее не обращалось внимания. В свою очередь, уменьшение порога приводит к увеличению потерь на излучение, что важно в задачах нагрева плазмы. Полученные результаты могут быть также использованы для диагностики плазмы.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние: ВКР, ВРМБ, SBS, SRS, ионный звук, рассеяние Мандельштама–Бриллюэна.

УДК: 533.951; 533.9.082.5. PACS: 42.65.Es, 52.35.Mw, 52.38.–r.

Введение

Интерес к задачам вынужденного комбинационного рассеяния поддерживается в течение длительного времени в связи с задачами ускорения электронов лазерным пучком [1], лазерного термоядерного синтеза [2], компрессии и усиления лазерных импульсов [3], диагностики плазмы [4] и других. Уже в первых работах, посвященных анализу неустойчивостей в безграничной среде [5, 6] (см. также обзор [7]), было показано, что рассеяние анизотропно, порог неустойчивости минимален при рассеянии назад, а его величина определяется затуханием рассеянных волн.

Развитие теории рассеяния в ограниченной плазме пошло в трех направлениях: численное моделирование [8, 9], строгое аналитическое решение задачи [6, 10–12] и изучение рассеяния коротких импульсов, для которых распространением низкочастотной волны за время импульса можно пренебречь [13–17]. Первый путь [8, 9] дает интересные примеры развития неустойчивости, однако в силу своей громоздкости не позволяет провести систематические исследования в широкой области параметров. Существенное математическое упрощение задачи, достигнутое в последнем случае [13–17], позволило исследовать целый ряд задач ускорения

частиц и компрессии лазерных импульсов. В то же время для задач нагрева плазмы и плазменной диагностики в общем случае это приближение может не работать. Полная задача о рассеянии в ограниченной плазме [6, 7, 10–12] аналитически решена только для рассеяния назад (под углом π) для бесстолкновительной плазмы. Порог неустойчивости при этом увеличивается за счет дополнительного (по сравнению с безграничной плазмой) выноса энергии из области взаимодействия рассеянными волнами.

В работе рассматривается рассеяние широкого пучка волны накачки на ограниченной плазме, размер которой в направлении поперек распространения волны накачки мы будем считать бесконечным, при произвольном значении угла рассеяния электромагнитной волны. Данная задача может служить первым приближением для расчета ситуаций, когда поперечный размер плазмы много больше продольного размера L . Поскольку время выхода рассеянного излучения увеличивается при отклонении угла рассеяния от π , можно ожидать, что порог абсолютной неустойчивости при этом будет падать. При углах, близких к $\pi/2$, время выхода излучения велико и порог будет определяться поглощением рассеянных волн. Конвективные потери энергии при этом уменьшаются, а порог приближается к порогу в бесконечной плазме.

Решение системы укороченных уравнений

Геометрия области взаимодействия, в которой рассматривается рассеяние, приведена на рис. 1. Волна накачки с амплитудой E_0 , частотой ω_0 и волновым вектором $\mathbf{k}_0$ распространяется вдоль оси OX , а область взаимодействия заполнена однородной плазмой с плотностью n_0 и ограничена в направлении распространения волны накачки координатами $0 < X < L$. Для того чтобы обсуждаемые в статье эффекты могли быть наблюдаемы, размеры пучка и плазмы вдоль оси OY должны быть много больше L . В рамках рассматриваемой модельной задачи оба эти размера предполагаются бесконечными. В направлении, перпендикулярном плоскости XOY (ось OZ), размер пучка может быть как меньше, так и больше размера плазмы, однако минимальный из этих размеров, так же как и продольный размер L , должны быть много больше длины волны накачки. С точки зрения процессов, обсуждаемых в статье, способ создания плазмы несуществен.

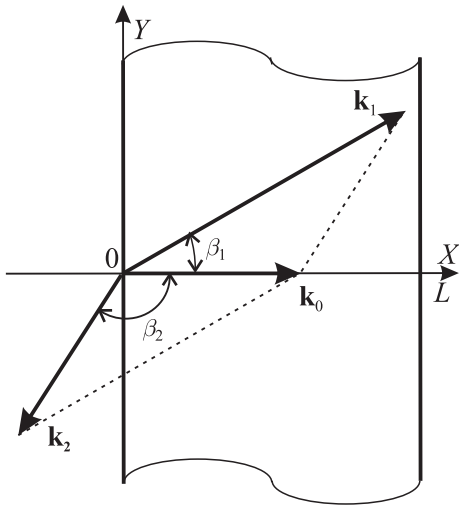


Рис. 1. Расположение волновых векторов для встречного рассеяния. $\mathbf{k}_0$ — волновой вектор волны накачки, $\mathbf{k}_1$ — волновой вектор звуковой волны, $\mathbf{k}_2$ — волновой вектор электромагнитной рассеянной волны. Размер плазмы вдоль оси OY и ширина пучка волны накачки много больше продольного размера L

Мы предполагаем, что звуковая волна (с частотой Ω_1 и волновым вектором $\mathbf{k}_1$) распространяется в положительном направлении осей OX и OY , а рассеянная электромагнитная (ω_2 и $\mathbf{k}_2$) — в отрицательном (рис. 1). При рассеянии выполняются условия синхронизма

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

Как показано в работах [18, 19], поскольку все три волновых вектора $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}_2$ и $\mathbf{k}_1$ лежат в одной плоскости, процесс рассеяния можно описать системой укороченных уравнений для волн с амплитудами, зависящими только от двух пространственных переменных, которые мы обозначим X и Y . Без ограничения общности можно считать, что векторы

напряженности электрического поля волны накачки и рассеянной электромагнитной волны направлены вдоль оси OZ (рис. 1) [18, 19], так как для иной поляризации отличие заключается только в уменьшении коэффициентов нелинейного взаимодействия волн и приводит к увеличению порогов неустойчивости. Учет этого эффекта не представляет сложности, но приводит к более громоздким формулам. Считая, что углы рассеяния звуковой и электромагнитной волн равны β_1 и β_2 (рис. 1), укороченные уравнения для волн [12, 18, 20, 21] мы можем записать в виде

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

Здесь $V_{1x} = V_1 \cos \beta_1$, $V_{1y} = V_1 \sin \beta_1$, $V_{2x} = V_2 \cos \beta_2$, $V_{2y} = V_2 \sin \beta_2$, 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, $\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2$ — 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 $M_1 = ze^2 k_0 E_0 / 4m m_i \omega_0 \omega_2 V_S$, $\tilde{M}_1 = M_1 |k_1| / k_0$, $M_2 = \omega_{Le}^2 E_0 / 4\omega_0$. Оставшиеся коэффициенты уравнения выражаются через параметры плазмы $\Gamma_1 = \nu_{in}/2$, $\Gamma_2 = \nu_e \omega_{Le}^2 / 2\omega_2$ — декременты затухания звуковой и электромагнитной волн; ν_{in}, ν_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. На бесконечности ставятся условия излучения Зоммерфельда для рассеянных волн (рис. 1), которые для системы уравнений (2) приводятся к виду

$$b_1(x=0) = 0, \quad b_2(x=L) = 0. \quad (3)$$

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 $k_1 = 2k_0 \sin(\beta_2/2)$.

Удобно записать систему (2) в безразмерных переменных. Введем новые координаты $x = X/L$, $y = Y/L$, время $t = cT/L$ и длины 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. Для обсуждения результатов удобно также использовать параметры, характеризующие интенсивность волны накачки $p_0 = 2\sqrt{M_1 M_2} / c V_S$, $l_E = 2/p_0$, и параметр превышения порога $\lambda = p_0 L/2 = L/l_E$. Роль затухания рассеянных волн оценивается параметром

$q_2 = L/l_S(1/\sin(\beta_2/2) - l_S/l_t \cos(\beta_2))$, который мы будем называть безразмерным коэффициентом затухания. Заметим, что в наших обозначениях $\cos(\beta_2) < 0$. Минимальное значение параметра q_2 равно $q_{20} = L/l_t$ и наблюдается при $\beta_2 = \pi$.

После введения новых обозначений получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{c}{V_S} \frac{\partial}{\partial t} + \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) \frac{\partial}{\partial x} + \cos\left(\frac{\beta_2}{2}\right) \frac{\partial}{\partial y} + \frac{L}{l_S} \right) b_1 = \\ = \xi \frac{L}{l_E} \sin\left(\frac{\beta_2}{2}\right) b_2, \quad (4) \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \cos \beta_2 \frac{\partial}{\partial x} - \sin \beta_2 \frac{\partial}{\partial y} + \frac{L}{l_t} \right) b_2 = \xi^{-1} \frac{L}{l_E} b_1, \end{aligned}$$

где $\xi = \sqrt{cM_1/V_S M_2}$. В силу линейности задачи и однородности рассматриваемых уравнений по координате y зависимость медленных амплитуд от координаты y может быть учтена изменением y -компонент волновых чисел рассеянных волн при произвольных начальных условиях $b_1 = b_{10}(x, y)$, $b_2 = b_{20}(x, y)$. Поэтому без ограничения общности можно считать, что начальные возмущения не зависят от y . Решения для этих начальных условий будут удовлетворять упрощенному варианту уравнений (4), в котором выполняется соотношение $\partial/\partial y = 0$. Итоговые уравнения с точностью до обозначений аналогичны рассмотренным в работах [11, 12, 21–24]. Их отличие состоит в том, что они описывают развитие неустойчивости при произвольном угле рассеяния электромагнитной волны β_2 , а не только при рассеянии назад ($\beta_2 = \pi$). Для их решения сначала используют преобразование Лапласа по t

$$\begin{pmatrix} B_1(p, x) \\ B_2(p, x) \end{pmatrix} = \int_0^\infty \begin{pmatrix} b_1(t, x) \\ b_2(t, x) \end{pmatrix} \exp(-pt) dt,$$

а затем рассматривают полученные уравнения, как линейную задачу на собственные значения для аргумента преобразования Лапласа p . Полученное дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} \Delta = \left(\frac{c}{V_S \sin(\beta_2/2)} p + \frac{L}{l_S \sin(\beta_2/2)} + i\chi_1 \right) e^{i\chi_1 L} - \\ - \left(\frac{c}{V_S \sin(\beta_2/2)} p + \frac{L}{l_S \sin(\beta_2/2)} + i\chi_2 \right) e^{i\chi_2 L} = 0, \quad (5) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{1,2} = \frac{i}{2} \left\{ \left(\frac{c}{V_S \sin(\beta_2/2)} + \frac{1}{\cos \beta_2} \right) p + \right. \\ \left. + \left(\frac{L}{l_S \sin(\beta_2/2)} + \frac{L}{l_t \cos \beta_2} \right) \right\} \pm \\ \pm \left\{ \left[\left(\frac{c}{V_S \sin(\beta_2/2)} - \frac{1}{\cos \beta_2} \right) p + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{L}{l_S \sin(\beta_2/2)} - \frac{L}{l_t \cos \beta_2} \right) \right]^2 + \frac{4}{\cos \beta_2} \left(\frac{L}{l_E} \right)^2 \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

связывает собственные значения рассматриваемой задачи (3), (4), которые мы будем обозна-

чать p_n , и безразмерные параметры c/V_S , L/l_S , L/l_t и $\lambda = L/l_E$. Известно, что система (3), (4) имеет конечное число действительных собственных значений и счетное множество комплексных [6, 11, 12, 24]. Положительные значения p_n , удовлетворяющие уравнению (5), представляют собой безразмерные инкременты неустойчивости соответствующих пространственных мод. Решение (5) удобно записать, вводя переменную

$$\begin{aligned} \vartheta = \arccos \left(\left(\left(\frac{c}{V_S \sin(\beta_2/2)} - \frac{1}{\cos \beta_2} \right) p + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{L}{l_S \sin(\beta_2/2)} - \frac{L}{l_t \cos \beta_2} \right) \right) / \left(\frac{2L}{l_E \sqrt{-\cos \beta_2}} \right) \right), \end{aligned}$$

которая удовлетворяет уравнению (n — номер неустойчивой моды)

$$\vartheta + \frac{\lambda}{\sqrt{-\cos \beta_2}} \sin \vartheta = \pi n. \quad (6)$$

То же уравнение (5) при $p_n = 0$ определяет пороговую интенсивность волны накачки λ_n для моды n как функцию L/l_t и L/l_S . Кроме порогового поля, различные моды отличаются пространственным распределением амплитуд волн: мода с номером $n = 1$ имеет $(n - 1)$ перемен знака на отрезке $0 < x < L$. Графики собственных функций для различных мод можно посмотреть, например, в работах [11, 24]. После громоздких преобразований получим, что безразмерный порог неустойчивости λ_n для моды n определяется соотношением

$$\begin{aligned} \lambda_n \frac{2}{\sqrt{-\cos \beta_2}} \cos \vartheta_n - \\ - \frac{L}{l_S \sin(\beta_2/2)} \left(1 - \frac{l_S}{l_t} \frac{\sin(\beta_2/2)}{\cos \beta_2} \right) = 0, \quad (7) \end{aligned}$$

где ϑ_n удовлетворяет уравнению (6). Для вычисления пороговой напряженности электрического поля удобно представить связь λ с параметрами плазмы и напряженности электрического поля волны накачки в виде произведения нескольких безразмерных сомножителей $\lambda = \left(\frac{eE_0}{m\omega_0 V_{Te}} \right) \left(\frac{\omega_{Le}}{\omega_0} \right) \left(\frac{k_0 L}{4} \right) \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_2}}$, где $V_{Te} = (kT_e/m)$ — тепловая скорость электронов. В бесстолкновительном режиме l_S и l_t стремятся к ∞ и второе слагаемое в (7) обращается в нуль. Столкновения приводят к увеличению порога в соответствии с (7). Из (7) по аналогии с [22] можно получить необходимое условие неустойчивости

$$\frac{q_2}{\Lambda} < 1, \quad (8)$$

где $\Lambda = \lambda/\sqrt{-\cos \beta_2}$. Зависимость порога неустойчивости $\Lambda_n = \lambda_n/\sqrt{-\cos \beta_2}$ от параметра q_2/Λ , определяемая соотношениями (7), (8), приведена на рис. 2. Она аналогична полученной в работе [22] для конвективной неустойчивости при рассеянии в попутном направлении. Пороги неустойчивости для всех волн увеличиваются с ростом q_2/Λ и обращаются в бесконечность, когда этот параметр равен 1.

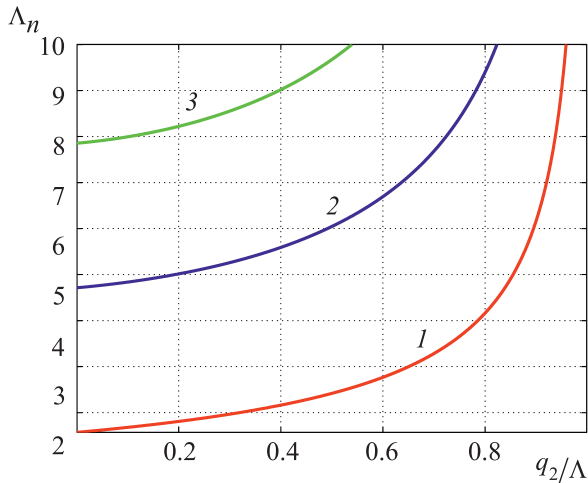


Рис. 2. Зависимость порога неустойчивости от отношения безразмерного коэффициента затухания q_2 к интенсивности волны накачки Λ для 1-й, 2-й и 3-й мод (цифра у кривой — номер моды)

При увеличении отклонения угла рассеяния β_2 от π потери энергии рассеянных волн в столкновениях растут. Напротив, конвективные потери максимальны при строго обратном рассеянии $\beta_2 = \pi$ и резко падают при $\beta_2 \rightarrow \pi/2$. Зависимости потерь от угла таковы, что при поперечном рассеянии всегда преобладают потери, связанные с затуханием рассеянных волн, а конвективные потери малы. Если затухания волн достаточно слабы и при $\beta_2 = \pi$ преобладают конвективные потери, то в промежуточном диапазоне углов будет наблюдаться минимум порогового поля. В качестве примера на рис. 3 показана имеющая место при этих условиях угловая зависимость порога неустойчивости для различных неустойчивых мод. Угол рассеяния β_2 на рис. 3 и на последующих рисунках измеряется в радианах.

При больших потерях, связанных с затуханием рассеянных волн, минимум на зависимости порога низших мод от угла рассеяния будет отсутствовать

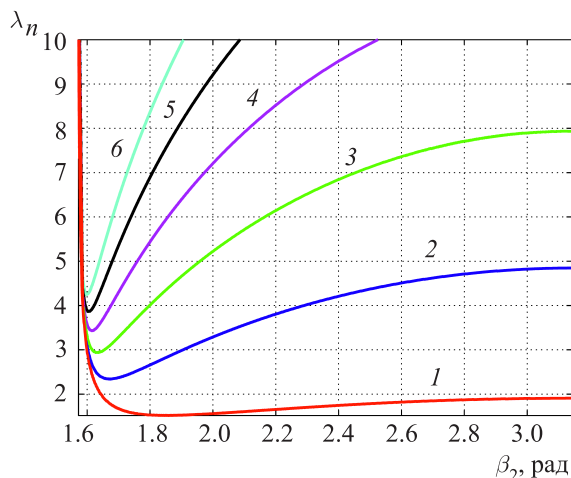


Рис. 3. Зависимость порога неустойчивости от угла рассеяния β_2 (рад) при малом безразмерном коэффициенте затухания ($q_2/p_0 = 0.01$). Цифра у кривой — номер моды

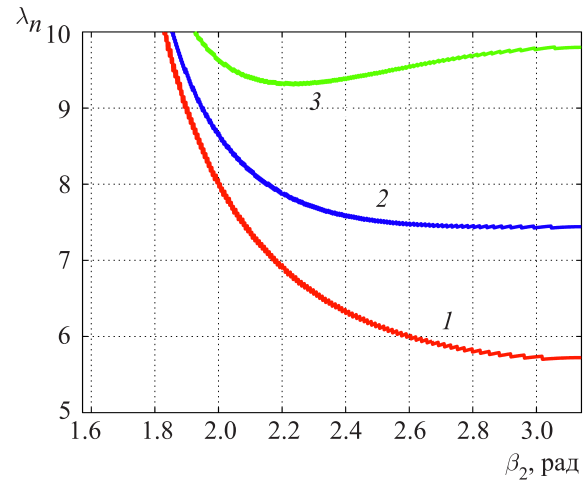


Рис. 4. Зависимость порога неустойчивости от угла рассеяния β_2 при относительно высоком безразмерном коэффициенте затухания ($q_{20}/\lambda = 0.1$). Длина свободного пробега звуковой волны l_s много меньше длины свободного пробега электромагнитной l_l . Цифра у кривой — номер моды. Расчет проведен при $l_s = 0.01 l_l$

(рис. 4), хотя мы видим, что он может наблюдаться на зависимости порога более высоких мод, конвективные потери которых выше, чем первой моды.

В большинстве сред выполняется условие $l_s/l_l \ll 1$, т.е. длина свободного пробега для звуковой волны много меньше, чем для электромагнитной. Столкновительное поглощение звуковой волны относительно слабо изменяется при изменении угла рассеяния. Поэтому поглощение поперечной волны (последнее слагаемое $l_s \sin(\beta_2/2)/l_l \cos \beta_2$ в (7)) существенно влияет на инкремент неустойчивости только при углах рассеяния, близких к $\pi/2$. Увеличение угла рассеяния обеспечивает быстрое падение влияния поглощения электромагнитной волны и переход к режиму, при котором значение инкремента определяется конкуренцией двух механизмов потерь — слабо (всего в $\sqrt{2}$ раз) изменяющегося столкновительного поглощения звуковой волны и выхода излучения из области взаимодействия (рис. 5). С ростом потерь положение минимума смещается в сторону больших углов рассеяния, что подтверждает приведенные выше рассуждения. Данный эффект может быть использован для диагностики плазмы. Полученные в работе угловые зависимости отличаются как от известных в приближении однородной плазмы, так и от полученных в ограниченной плазме, но без учета распространения звуковой волны.

Экспериментально параметрические неустойчивости можно наблюдать в широкой области параметров от СВЧ до оптического диапазонов. Оценим возможность наблюдения данного эффекта. Возбуждаемая ионно-звуковая волна должна быть слабозатухающей, что означает выполнение условия $2k_0 V_s \ll \omega_{Li}$ [25] (ω_{Li} — ленгмюровская частота ионов). Оно связывает частоту волны накачки

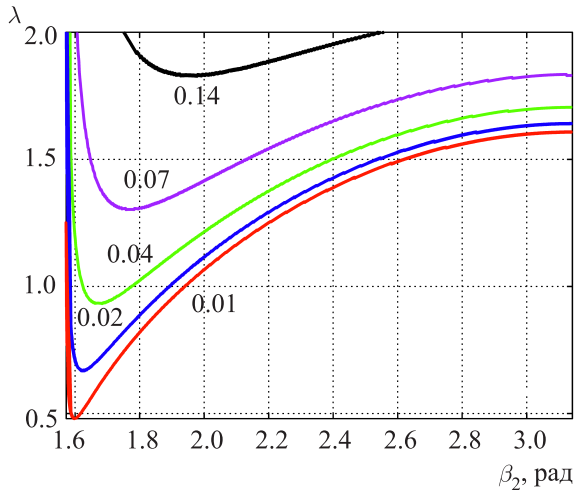


Рис. 5. Зависимость порога неустойчивости от угла рассеяния β_2 при различных значениях безразмерного коэффициента затухания q_{20} (цифра у кривой — параметр q_{20} , $l_S = 0.01 l_i$)

и плотность электронов в плазме и может быть записано в нескольких эквивалентных формах:

$$\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_0^2} \gg \frac{4V_S^2}{c^2}, \quad \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \gg \frac{4V_{Te}^2}{c^2}, \quad n_e \gg \frac{4\omega_0^2}{c^2} \frac{kT_e}{4\pi e^2}, \quad (9)$$

$$\frac{4\omega_0^2}{c^2} r_{De}^2 \ll 1.$$

Из (9) следует, что плотность электронов в плазме ограничена снизу $n_e (\text{см}^{-3}) \gg 2.2 \cdot 10^6 \cdot T_e (\text{эВ}) \times \omega_0^2 / c^2$. Это условие ограничивает также диапазон давлений нейтрального газа, так как плотность электронов не может превышать плотность нейтральных атомов (при однократной ионизации). Во-вторых, в слабоионизованной плазме должна быть малой частота столкновений ионов с нейтрами, что приводит к неравенству $2k_0 V_S \gg \nu_{in}$. Это условие ограничивает диапазон возможных давлений газа сверху:

$$p_0 (\text{торр}) \ll \frac{\omega_0}{\nu_{in0}} \frac{V_S}{c} \approx \frac{\omega_0 (c^{-1})}{3 \cdot 10^4 \cdot \nu_{in0}} \sqrt{\frac{T_e (\text{эВ})}{A}}, \quad (10)$$

где A — атомная масса иона, ν_{in0} — частота столкновений ион–нейтрал при давлении 1 торр. Третье условие

$$\frac{\nu_{in} L}{\sqrt{c V_S}} \approx \sqrt{\frac{V_S}{c}} \frac{L}{l_S} < 1 \quad (11)$$

определяет размер системы, при котором время конвективного выноса энергии рассеянными волнами меньше времени затухания волн. Из (11) следует $L (\text{см}) \ll 16 / (P (\text{торр}) \sqrt{T_e (\text{эВ}) / A})$. Условие применимости геометрической оптики $L (\text{см}) \gg c / \omega_0$ также ограничивает диапазон возможных давлений снизу. При импульсных полях накачки длительность импульса τ должна превышать время распространения ионно-звуковой волны по области рассеяния $\tau \gg L / V_S$. Расчет показывает, что указанные выше условия в водородной плазме могут выполняться во всем указанном выше диапазоне частот при опре-

деленных параметрах плазмы и размерах области взаимодействия.

Оценим в заключение примерную амплитуду электрического поля, соответствующую порогу неустойчивости в водородной плазме для длины волны накачки 2 мм (в соответствии с изложенным выше). Пусть размер L равен 20 см, плотность электронов 10^{12} см^{-3} , давление нейтрального газа 0.001 торр, а температура электронов 5 эВ. Частота ионно-звуковой волны при рассеянии назад равна 140 МГц, а пороговое поле в соответствии с формулой (7) — 840 В/см.

Следует отметить, что аналогичный эффект может иметь место и при распаде на ленгмюровскую и электромагнитную волны.

Выводы

Рассмотрено рассеяние Мандельштама–Бриллюэна для области рассеяния ограниченной вдоль распространения волны накачки и бесконечной в поперечном направлении. Расчеты показали, что в данных условиях может быть наблюден новый эффект — уменьшение порога неустойчивости при отклонении угла рассеяния от π . Этот эффект связан с тем, что время выхода рассеянного излучения в рассматриваемой геометрии при рассеянии под углом существенно увеличивается, что может компенсировать уменьшение коэффициента нелинейной обратной связи. Полученные в работе угловые зависимости отличаются как от известных в приближении однородной плазмы, так и от полученных в ограниченной плазме, но без учета распространения звуковой волны.

Данный эффект существенен в задачах нагрева плазмы, так как в силу меньшего порога вынужденное рассеяние будет наблюдаться при меньших интенсивностях волны накачки, а появление рассеяния будет изменять коэффициент поглощения излучения, а также может быть использован в задачах диагностики плазмы.

Список литературы

1. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. // Rev. Modern Phys. 2009. **81**. P. 1229.
2. Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al. // Physics of Plasmas. 1994. **1**. P. 1626.
3. Strickland D., Mourou G. // Opt. Commun. 1985. **55**. P. 447.
4. Wu Y., Sawyer J., Zhang Z., Schneider M.N., Viggiano A.A. // Appl. Phys. Lett. 2012. **100**. 114108.
5. Sturrock P.A. // Phys. Rev. 1958, **112**. P. 1488.
6. Горбунов Л.М. // ЖЭТФ. 1973. **65**. № 3(9). С. 1337. (Gorbunov L.M. // Soviet Physics JETP. 1973. **38**, N 3. P. 666.)
7. Берс А. Пространственно-временная эволюция абсолютных и конвективных плазменных неустойчивостей // Основы физики плазмы: В 2 т. Т. 2 / Ред. А. А. Галеев, Р. Н. Судан. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 267. (Bers A. Space-time evolution of plasma insta-

- bilities — absolute and convective // *Plasma Physics: Handbook*. Vol. 2 / Ed. by A. A. Galeev and R. N. Sudan. North-Holland, 1983. P. 451.)
8. Farmer J.P., Ersfeld B., Jaroszynski D.A. // *Physics of Plasmas*. 2010. **17**. 113301.
 9. Toroker Z., Malkin V.M., Fisch N.J. // *Physics of Plasmas*. 2014. **21**. 113110.
 10. Kroll N.M. // *J. Appl. Phys.* 1965. **36**. P. 34.
 11. Bobroff D.L., Haus H.A. // *J. Appl. Phys.* 1967. **38**, N 1. P. 390.
 12. Горбунов Л.М. // *ЖТФ*. 1977. **47**, № 1. С. 36. (Gorbunov L.M. // *Sov. Tech. Phys.* 1977. **22**, N 1. P. 19.)
 13. Kalmykov S., Mora P. // *Phys. Plasmas*. 2005. **12**. P. 053101.
 14. Калмыков С.Ю. // *Физика плазмы*. 2000. **26**. С. 1000. (Kalmykov S.Yu. // *Plasma Phys. Reps.* 2000. **26**. P. 938.)
 15. Turano E.J., McKinstrie C.J. // *Physics of Plasmas*. 2000. **7**. 5096.
 16. Turano E. Spatiotemporal evolution of stimulated Raman Scattering driven by short laser pulses: Ph.D. Thesis. New York: Universities of Rochester, 1998.
 17. Malkin V.M., Shuets G., Fisch N.J. // *Physics of Plasmas*. 2000. **7**. 2232.
 18. Горбунов Л.М. // *УФН*. 1973. **109**. № 4. С. 631. (Gorbunov L.M. // *Sov. Phys. Usp.* 1973. **16**. С. 217.)
 19. Горбунов Л.М. Введение в нелинейную электродинамику плазмы. М.: ФИАН, 2009.
 20. Горбунов Л.М. // *ЖЭТФ*. 1973. **65**. № 3(9). С. 990. (Gorbunov L.M. // *Soviet Physics JETP*. 1973. **38**. N 3. P. 490.)
 21. Горбунов Л.М. // *ЖЭТФ*. 1975. **67**. № 4. С. 1386. (Gorbunov L.M. // *Soviet Physics JETP*. 1974. **40**. N 4. P. 688.)
 22. Овчинников К.Н., Солихов Д.К. // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2010. № 10. С. 3. (Ovchinnikov K.N., Solikhov D.K. // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2010. **37**, N 10. P. 297.)
 23. Солихов Д.К., Овчинников К.Н., Двинин С.А. // *Вестн. Моск. Ун-та, Физ. Астрон.* 2012. № 1. С. 69. (Solikhov D.K., Ovchinnikov K.N., Dvinin S.A. // *Moscow University Physics Bulletin*, 2012. **67**, N 1. P. 62.)
 24. Солихов Д.К., Двинин С.А. // *Физика плазмы*, 2016. **42**. № 6. С. 590. (Solikhov D.K., Dvinin S.A. // *Plasma Physics Reports*. 2016. **42**, N 6. P. 576.)
 25. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. (Alexandrov A.F., Bogdankevich L.S., Rukhadze A.A. *Principles of Plasma Electrodynamics*. Heidelberg: Springer-Verlag, 1984.)

Threshold fields for stimulated Brillouin scattering in spatially limited plasma

S. A. Dvinin^{1,b}, D. K. Solikhov^{2,a}, Sh. S. Nurulhakov^{1,2,c}

¹ Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

² Faculty of Physics, Tajik National University. Pr. Rudaki 17, Dushanbe 734025, Tajikistan. E-mail: ^a dvinin@phys.msu.ru, ^b davlat56@mail.ru, ^c nshs93@mail.ru.

Brillouin scattering in an infinite medium is anisotropic, in this case the threshold of absolute instability is caused by attenuation of scattered waves. If the collision attenuation mechanism prevails, the minimum threshold value is observed during backward scattering. For a scattering region limited in the longitudinal direction (parallel to the direction of pumping wave propagation), the backward scattering threshold will be greater than for an infinite medium due to convective loss associated with energy removal by scattered waves. In this paper, the scattering of a wide wave beam in plasma is considered, whose dimension in the transverse direction to the pumping wave propagation substantially exceeds the dimension in the longitudinal direction. It was revealed that in this case, during angle scattering the instability threshold can be less than the threshold for backward scattering due to the increased time of radiation removal from the interaction region. This effect was not taken into account previously. In turn, the decrease of the threshold leads to increasing the radiation loss, which is important in plasma heating problems. The results can also be used for plasma diagnostics.

Keywords: stimulated Raman scattering, SRS, stimulated Brillouin scattering, SBS, ion-acoustic wave.

PACS: 42.65.Es, 52.35.Mw, 52.38.-r.

Received 3 July 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, No. 4. Pp. 345–350.

Сведения об авторах

1. Двинин Сергей Александрович — доктор физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-48-39, e-mail: dvinin@phys.msu.ru, s_dvinin@mail.ru.
2. Солихов Давлат Куватович — доктор физ.-мат. наук, доцент; тел.: 8-10-(99237) 237-51-90, e-mail: davlat56@mail.ru.
3. Нурулхаков Шамсулхак Самарулхакович — ст. лаборант, стажер; тел.: 8-10-(99237) 237-51-90, e-mail: davlat56@mail.ru.