

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 353а

Г-443

P4 - 6952

Б.С.Гетманов, В.Г. Маханьков

4067/2-73

К НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
(ЛАЗЕРНЫМ) ИЗЛУЧЕНИЕМ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ
ТЕХНИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ

P4 - 6952

Б.С.Гетманов, В.Г.Маханьков

**К НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
(ЛАЗЕРНЫМ) ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Направлено в Письма в ЖЭТФ

В связи с возросшим в последнее время интересом к лазерному термоядерному синтезу нам хотелось бы обсудить один из весьма важных процессов, сопутствующих нагреву плазмы: процесс турбулентного рассеяния сколламированного лазерного излучения / t -волн/.

Ранее было показано ^{1,2/}, что так называемый турбулентный нагрев плазмы электромагнитным излучением может быть более эффективным, нежели обычный джоулев нагрев. Первый связан с возбуждением и поглощением коллективных плазменных колебаний. Возбуждение колебаний происходит в результате распадных /параметрических/ неустойчивостей. Возможны следующие каналы распада:

$$1) t \rightarrow t' + s, \quad 2) t \rightarrow l + s, \quad 3) t \rightarrow t' + l \rightarrow t' + l' + s, \quad 4) t \rightarrow 2l.$$

Второй и четвертый процессы приводят только к поглощению энергии излучения и носят ярко выраженный резонансный характер. Первый и третий, весьма сходные между собой процессы, будучи нерезонансными, могут, кроме нагрева плазмы, приводить к аномальному рассеянию лазерного излучения.

В работе ^{1/} было показано, что время нагрева плазмы так же, как и инкремент распадной неустойчивости $t \rightarrow t' + s$, существенно зависит от углового раствора $\Delta\theta_0$ лазерного пучка и тем больше, чем меньше $\Delta\theta_0$. С другой стороны, в процессе неустойчивости происходит рассеяние электромагнитного излучения, которое, вообще говоря, увеличивает $\Delta\theta_0$. Более того, такое рассеяние может привести к выходу излучения из плазмы, значительно снижая эффективность нагрева ^{3/}.

Если предположить, что возбуждаемые ионно-звуковые колебания быстро становятся изотропными, то время рассеяния на них t -волн /когда $\Delta\theta_0$ становится порядка единицы/ для однородной плазмы можно оценить по формуле [1]

$$\frac{I}{\tau_{sc}} = \gamma_{sc} \approx \gamma_{eff} \frac{c}{v_s}, \quad /1/$$

где

$$\gamma_{eff} = \gamma_k(k_{\Delta}) \left(\omega_{pe} / \omega_0 \right)^4 (\Delta\theta_0)^{-2}, \quad /2/$$

$$\gamma_k \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} k_{\Delta} v_s \left\{ \left[\frac{k_s}{k_{\Delta}} \eta(k_{\Delta} - k_s) + \eta(k_s - k_{\Delta}) \right] \frac{u_0}{u_{thr}} - \frac{k_s}{k_{\Delta}} \right\}, \quad /3/$$

$k_{\Delta} = k_0 \Delta\theta_0$, $\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}$, $\omega_0 \approx k_0 c$ - частота t -волн,

k_s и v_s суть волновое число и фазовая скорость s -волн, γ_{eff} - эффективная скорость нагрева плазмы в результате процесса $t \rightarrow t' + s$, $\eta(x)$ - ступенчатая функция,

$u_{thr} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{5/2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^4 (\Delta\theta_0)^2$ - пороговая энергия, $u_0 = W_0 / n_0 T_e$

безразмерная плотность энергии t -волн.

Из /1/ следует, что в случае изотропных s -колебаний плазма находится фактически в поле рассеянного излучения $\Delta\theta_0 \approx 1$. Поэтому весьма существенным становится вопрос: являются ли s -колебания изотропными?

Сейчас мы приведем соображения, говорящие о том, что а/ возбуждаются неизотропные s -колебания и б/ дальнейшее развитие неустойчивости может не приводить к их быстрой изотропизации.

Рассмотрим сначала идеализированный случай полностью сколлапсированного пучка t -волн, $\Delta\theta_0 = 0$. Тогда из законов сохранения при распаде $\omega_0 = \omega_I + \omega_s$ и $\vec{k}_0 = \vec{k}_I + \vec{k}_s$ следует, что при возбуждении s -колебаний каждому $|\vec{k}_s|$ соответствует свой угол θ_s между \vec{k}_s и \vec{k}_0 :

$$\theta_s = \text{Arc cos} \left(\frac{v_s}{c} + \frac{k_s}{2k_0} \right). \quad /4/$$

Это уравнение дает в сферических координатах поверхность вращения, близкую /с точностью до v_s/c / к сфере.

По мере накопления колебаний на поверхности /4/ вступают в игру процессы индуцированного рассеяния s -волн на ионах плазмы, которые могут привести к уходу s -колебаний с поверхности /4/, т.е. к их изотропизации.

В силу индуцированности процесса рассеяния колебание, ушедшее с поверхности /4/, с наибольшей вероятностью будет возвращаться обратно на эту поверхность, ибо уровень турбулентности на ней в результате развития неустойчивости на линейной стадии на много порядков превышает уровень вне ее. Вследствие этого в процессе перекачки из-за рассеяния на ионах волновые вектора s -колебаний k_s , для которых разрешены переходы только в близкие значения $|k_s^+|$ при любых, однако, углах между k_s^+ и k_s^- , будут "бегать" по поверхности /4/, постепенно уменьшаясь по модулю. Это приведет к концентрации s -колебаний на поверхности /4/ в области малых k_s при угле, близком к $\pi/2$.

В реальном случае, когда $\Delta\theta_0 \neq 0$ хотя и мало, поверхность /4/ превращается в слой той же формы с толщиной порядка $\Delta\theta_0$. Легко видеть, что приведенные рассуждения о взаимодействии s -волн остаются в силе, только теперь k_s^+ "бегают" внутри слоя, а колебания скапливаются в сечении этого слоя вблизи $k_s = k_\Delta$ и $\theta_s = \pi/2$, если $\Delta\theta_0 \ll 1$. Кроме того, при $\Delta\theta_0 \neq 0$ колебания возбуждаются только в области волновых чисел k_s , ограниченной сверху величиной $k_{max} = 2k_0 \Delta\theta_0 u_0 / u_{thr}$, что следует из /3/ и $\gamma_k > 0$. Поэтому при $u_0 \geq u_{thr}$ "слой генерации" оказывается обрезанным со стороны больших k_s .

Данные предварительных численных исследований процесса генерации /с инкрементом /3// и трансформации s -колебаний вследствие их рассеяния на ионах плазмы находятся в соответствии с вышеприведенными качественными рассуждениями.

В результате концентрации s -колебаний в области $k_s = k_\Delta$ и $\theta_s \approx \pi/2$ их распределение является резко анизотропным, и рассеяние t -волн на ионно-звуковых будет незначительным.

Кроме рассмотренного выше рассеяния t -волн, сам процесс распада $t \rightarrow t' + s$ приводит к изменению величины и направления волнового вектора t -волн, что наиболее отчетливо проявляется на начальной стадии развития неустойчивости^{13/}. В силу вида дисперсии $\omega^t = k^t c$, $\omega_s = k_s v_s$ малому изменению энергии t -волн может соответствовать большое изменение импульса. Тем не менее индуцированный характер такого взаимодействия, описываемого интегральным уравнением $(\partial N_{k_1}^t / \partial t) = -N_{k_1}^t \int Q(k_1, k_2) N_{k_2}^t dk_2$, может препятствовать уширению начального углового разброса излучения, если ширина его спектра $\Delta k_0 / k_0 > v_s / c$ /отклонившийся в результате первого распада волновой вектор t -волны будет с наибольшей вероятностью возвращаться назад при следующем распаде/.

Вышеизложенное позволяет сделать заключение, что в принципе могут существовать условия, при которых аномальное рассеяние t -волн невелико. Для окончательного ответа требуются более подробные исследования, в том числе численные. Результаты более детальных численных исследований авторы предполагают вскоре опубликовать.

Авторы искренне благодарны Р.З.Сагдееву и Ш.И.Рудакову за обсуждение работы и М.Г.Мещерякову за поддержку.

Литература

1. V.G.Makhankov and V.N.Tsyтович. JINR, E4-6716, Dubna, 1972.
2. J.P.Boris et al. Phys.Rev.Lett., 25, 706 (1970).
3. А.А.Галеев и др. Письма в ЖЭТФ, 17, 48 /1973/.
4. С.А.Каплан и В.Н.Цытович. Плазменная астрофизика. Наука, М., 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1973 года.