

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН
ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПЛАЗМЕН.Е.Андреев, Л.М.Горбунов¹⁾, В.И.Кирсанов²⁾, А.А.Погосова,
Р.Р.Рамазашвили¹⁾Институт высоких температур РАН
127412, Москва¹⁾Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924, Москва²⁾Институт общей физики РАН
117924, Москва

Поступила в редакцию 7 апреля 1992 г.

Показано, что в процессе распространения короткого лазерного импульса в плазме возникает самомодуляция его интенсивности, сопровождающаяся резонансным возбуждением кильватерных волн.

Для ускорения частиц в большинстве из разрабатываемых в настоящее время лазерно-плазменных ускорителей ^{1,2} предполагается использовать волну плотности заряда (ВПЗ), распространяющуюся со скоростью, близкой к скорости света. Наиболее активно исследуются два метода возбуждения ВПЗ лазерными импульсами. В плазменном ускорителе на волне биений ³ (PBWA) используется двухчастотный лазерный импульс (частоты ω_1 и ω_2) сравнительно большой длительности ($L_{\parallel} \gg c/\omega_p$, L_{\parallel} - продольный размер импульса, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m}$ - плазменная частота, n_0 - концентрация электронов). Эффективное возбуждение ВПЗ возникает при выполнении резонансного условия $\omega_1 - \omega_2 \cong \omega_p$. Таким образом удалось создать ускоряющие поля $1 \div 3 \cdot 10^9$ V/m ⁴. В лазерном ускорителе на кильватерной волне ^{5,6} (LWFA) для возбуждения ВПЗ предполагается использовать ультракороткий ($L_{\parallel} \leq c/\omega_p$) лазерный импульс высокой интенсивности (нерезонансное, ударное возбуждение).

Представленные в этой статье результаты двумерного численного расчета нелинейной динамики короткого ($L_{\parallel} \gg c/\omega_p$) лазерного импульса показали, что возникающая в процессе его самовоздействия модуляция интенсивности сопровождается резонансным возбуждением ВПЗ сзади за импульсом (так называемых кильватерных волн (КВ)). Эффективность возбуждения оказывается настолько высокой, что позволяет говорить об открытии новых перспектив для лазерно-плазменных ускорителей.

В основу расчетов положена система уравнений для огибающей электромагнитного импульса $a = eE_0/m\omega_0 c$ (E_0 , ω_0 - соответственно амплитуда напряженности электрического поля и частота) и возмущения концентрации электронов $n = \delta n/n_0$ (n_0 , δn - соответственно невозмущенная концентрация и ее возмущение) (см., например, ⁷):

$$2i\omega_0 \frac{\partial a}{\partial \tau} + c^2 \Delta_{\perp} a + \frac{\omega_p^2}{4} |a|^2 a = \omega_p^2 n a \quad (1)$$

$$v_g^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} + \omega_p^2 n = \frac{c^2}{4} \Delta_{\perp} |a|^2, \quad (2)$$

где $\xi = z - v_g t$ - продольная координата в системе, движущейся с групповой скоростью $v_g = c^2 k_0/\omega_0$, $k_0 = c^{-1} \sqrt{\omega_0^2 - \omega_p^2}$, τ - переменная, характеризующая медленное на масштабе L_{\parallel}/c изменение величин a и n со временем, $\Delta_{\perp} = r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial}{\partial r})$, $\Delta = \Delta_{\perp} + (\partial^2/\partial \xi^2)$, r - поперечная координата.

Система уравнений (1), (2) решалась численно при условии отсутствия возмущений плотности перед импульсом, в предположении об аксиальной симметрии и убывании a и n при $r \rightarrow \infty$. Было принято, что в начальный момент времени фазовый фронт импульса плоский и амплитуда имеет гауссовскую форму

$$a(\tau = 0, \xi, r) = a_0 \exp \left[-\frac{(\xi - \xi_0)^2}{L_{\parallel}^2} - \frac{r^2}{L_{\perp}^2} \right], \quad (3)$$

где L_{\perp} , ξ_0 - поперечный размер и начальная координата центра импульса.

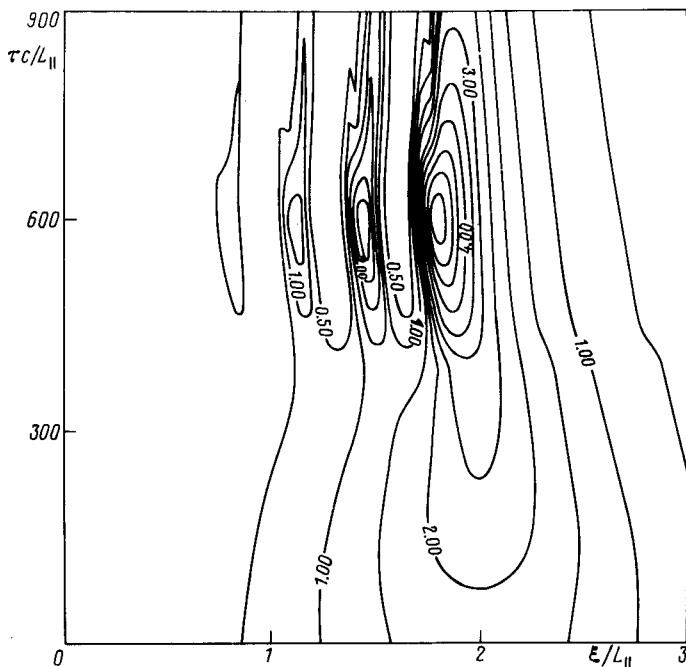


Рис.1. Изменение со временем фиксированных значений амплитуды на оси импульса ($r = 0$). Исползованные параметры: $L_{\parallel} = L_{\perp}$; $(\omega_0/\omega_p) = 22,5$; $a_0 = 0,27$; $k_0 L_{\parallel} = 450$. На линиях указаны значения $E = |a|(10/\sqrt{2})(k_0 L_{\parallel})(\omega_p/\omega_0)^2 = 6,66|a|$

На рис.1 показаны линии уровня для амплитуды $|a(r = 0, \xi, \tau)| = \text{const}$ импульса, имевшего в начальный момент времени сферически симметричную форму ($L_{\perp} = L_{\parallel}$) с центром в точке $\xi_0 = 2L_{\parallel}$. Видно, что на оси импульса в течение достаточно длительного времени ($\tau c/L_{\parallel} \lesssim 400$) происходит увеличение амплитуды в центральной части и укручение переднего и заднего фронтов. Затем на заднем фронте импульса возникает модуляция амплитуды с периодом $\simeq 2\pi c/\omega_p$, глубина которой со временем нарастает, достигает максимума и при $(\tau c/L_{\parallel}) > 600$ начинает убывать.

На рис.2а-в представлены линии уровня для функций $|a|$ и n в плоскости (ξ, τ) для трех моментов времени.

Рис.1-2 показывают, что существуют три этапа в эволюции импульса и возбуждаемой им КВ.

На первом этапе ($\tau \lesssim 400L_{\parallel}/c$) вклад в уравнение (1) стрикционной нелинейности, связанной с возмущением концентрации n , мал. В центральной части импульса, где амплитуда велика, происходит релятивистская самофоку-

сировка, а на переднем и заднем фронтах импульса, где амплитуда мала, - дифракционное расплывание (рис.2а). В результате импульс как бы сжимается и его фронты становятся более крутыми.

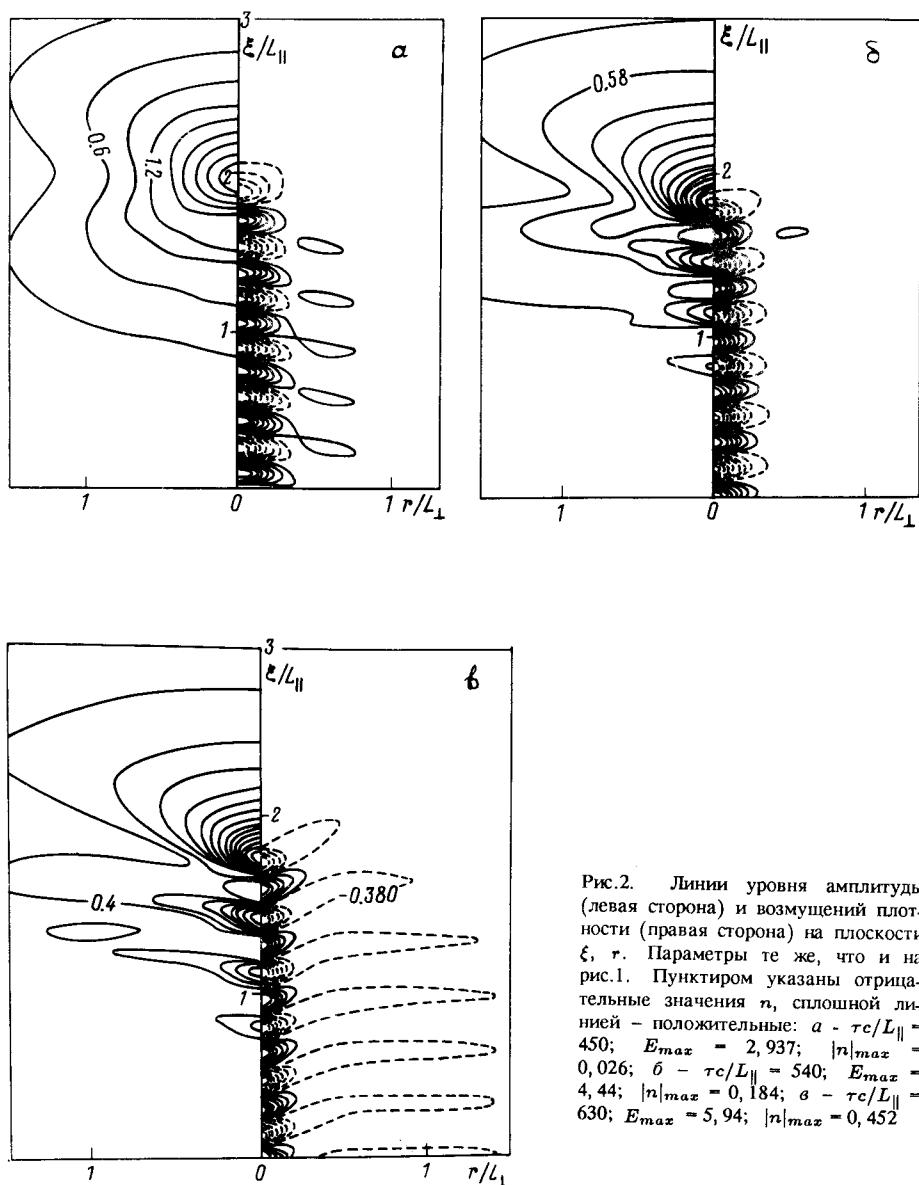


Рис.2. Линии уровня амплитуды (левая сторона) и возмущений плотности (правая сторона) на плоскости ξ , r . Параметры те же, что и на рис.1. Пунктиром указаны отрицательные значения n , сплошной линией - положительные: а - $\tau c/L_{\parallel} = 450$; $E_{max} = 2,937$; $|n|_{max} = 0,026$; б - $\tau c/L_{\parallel} = 540$; $E_{max} = 4,44$; $|n|_{max} = 0,184$; в - $\tau c/L_{\parallel} = 630$; $E_{max} = 5,94$; $|n|_{max} = 0,452$

На этом этапе амплитуда КВ, согласно уравнению (2), выражается через $\Delta|a|^2$ и величина ее зависит от соотношения между масштабом изменения $|a|^2$ и длиной КВ c/ω_p .⁵ В начальный момент времени амплитуда КВ пропорцио-

нальна $\exp[-\frac{1}{2}(\omega_p L_{\parallel}/c)^2]$ и очень мала ($\exp(-200)$). К концу первого этапа масштаб изменения становится порядка c/ω_p и амплитуда КВ приближается к значению $|a_{max}|^2$.

На втором этапе возникающая КВ порождает своеобразную самофокусирующую неустойчивость. В областях с повышенной концентрацией электронов ($n > 0$) амплитуда излучения уменьшается, а в областях с пониженной концентрацией ($n < 0$) - увеличивается (см. рис. 2б, в). Пондеромоторные силы усиливают начальные возмущения концентрации и амплитуда КВ нарастает. В свою очередь возмущения концентрации увеличивают глубину модуляции импульса.

На третьем этапе зона дифракционного расплывания передней части импульса приближается к области максимума амплитуды и величина последнего начинает уменьшаться (рис. 2б).

Для лазера на неодимовом стекле ($\omega_0 \simeq 2 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$) использованные при расчете параметры отвечают длительности импульса $0,25 \text{пс}$, энергии 5Дж , $L_{\perp} = L_{\parallel} = 75 \mu\text{м}$, максимальной начальной интенсивности $\sim 10^{17} \text{Вт/см}^2$ и дифракционной длине $6,5 \text{см}$. При $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ максимальная амплитуда возмущений концентрации электронов составляет $|n|_{max} = 0,45$, что отвечает напряженности ускоряющего поля $6 \cdot 10^{10} \text{В/м}$ (температура ускорения электронов 60ГэВ/м).

Следует отметить, что согласно уравнению (1) интеграл $\int_0^{\infty} dr r |a|^2$ не зависит от времени и его величина определяется начальным условием (3). Это значит, что изменение интенсивности излучения в импульсе происходит только за счет перераспределения амплитуды в поперечном направлении и двумерность задачи играет принципиальную роль.

Оценки показывают, что полная энергия, которая переходит в КВ на дифракционной длине, составляет приблизительно сотую часть от энергии импульса.

Использованная нами система уравнений (1), (2) содержит ряд ограничений. При ее выводе предполагалось, что $|n| < 1$ и $|a|^2 < 2$. В наших расчетах эти величины достигали значений $0,45$ и $0,8$, соответственно, и дальнейшее увеличение начального значения a_0 требует пересмотра исходных уравнений. Помимо этого система уравнений не учитывает процесса вынужденного комбинационного рассеяния под различными углами. Учет этого процесса проводится нами в настоящее время. Однако сделанные на основе работы ⁸ оценки позволяют надеяться, что при рассмотренных условиях этот процесс не существен.

Таким образом, рассмотренный нами режим резонансного возбуждения КВ возникает за счет самомодуляции амплитуды импульса. Это принципиально отличает его от метода возбуждения ВПЗ в ускорителе на волне биений ³, где амплитудная модуляция создается за счет двухчастотности лазерного излучения. Самомодуляция предшествует стадии укручения переднего и заднего фронтов импульса, которая тем короче, чем меньше размер импульса. Поэтому оптимальными для наблюдения предсказываемого эффекта представляются импульсы, для которых L_{\parallel} составляет несколько единиц c/ω_p . Реально это отвечает пикосекундному диапазону, где как раз в последнее время удалось получить импульсы с наибольшей мощностью.

1. F.F.Chen, Preprint PPG-1107, UCLA, Los Angeles, 1987.

2. Я.Б.Файнберг, Физика плазмы, **13**, 607 (1987).

3. T.Tajima, and J.M.Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
4. C.E.Clayton, C.Joshi, C.Darrow, and D.Umstadter, Phys. Rev. Lett. **54**, 2343 (1985).
5. Л.М.Горбунов, В.И.Кирсанов, ЖЭТФ **93**, 509 (1987).
6. P.Sprangle, E.Eserey, A.Ting, and G.Joyce, Appl. Phys. Lett. **53**, 2146 (1988).
7. В.А.Балакирев, В.Е.Новиков, Э.А.Лысенко, Ю.В.Ткач, Вопросы атомной науки и техники **6**, 168 (1990).
8. V.K.Tripathi, C.S.Liu, Phys. Fluids B **3**, 468 (1991).