

01; 10

ВЗАИМНАЯ ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ЛАЗЕРАХ
НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХВ.Г. Барышевский, И.Я. Дубовская,
О.Н. Метелица

Взаимодействие электронного пучка и электромагнитной волны в лазере на свободных электронах (ЛСЭ) приводит к преломлению электромагнитной волны пучком [1]. Хотя показатель преломления отличается от единицы на величину порядка 10^{-6} – 10^{-7} , этого достаточно, чтобы значительно уменьшить потери мощности ЛСЭ, связанные с дифракционной расходимостью волны [2].

Однако, как было впервые показано в работе [3], при взаимодействии пучка и излучения существует и другое явление – преломление электронного пучка электромагнитной волной, что может привести к возможности, например, проводки электронного пучка в неоднородной лазерной волне, образованной двумя интерферирующими световыми пучками [4]. В этом случае в системе отсчета, связанной с электронным пучком, рассмотренное в работах [3, 4] взаимодействие приводит к выталкиванию частиц из области максимальной амплитуды поля. Подобное поведение частиц характерно также для нерелятивистского движения в быстро осциллирующем поле консервативных сил [5] или осциллирующем электромагнитном поле [6].

Ниже будет показано, что когерентное взаимодействие электронного пучка и электромагнитной волны в ЛСЭ вызывает принципиально иное поведение электронного пучка, приводя, например, к возможности взаимной фокусировки электронного пучка и излучения. При этом средняя эффективная сила, действующая на пучок, направлена в область максимальной амплитуды электромагнитной волны.

Рассмотрим движение электронного пучка в магнитном поле спирального ондулятора

$$\vec{A}_W = \frac{B_W}{k_W} (\sin \int k_W(Z) dZ \vec{e}_x + \cos \int k_W(Z) dZ \vec{e}_y),$$

где \vec{A}_W и B_W - вектор-потенциал и амплитуда напряженности магнитного поля, $k_W = \frac{2\pi}{\lambda_W}$, λ_W - период ондулятора, и в поле циркулярно-поляризованной электромагнитной волны вида

$$\vec{A}_S = \frac{E(x)}{k} (\sin \psi_S \vec{e}_x - \cos \psi_S \vec{e}_y),$$

где $\psi_S = k(Z)Z - \omega t$, \vec{A}_S и $E(x)$ - вектор-потенциал и амплитуда напряженности электрического поля волны, $k(Z)$ и ω - волновой вектор и частота. Ось Z совпадает с осью оптического пучка и направлена в сторону распространения волны, r - расстояние от оси Z .

Пользуясь методом Капицы-Ландау [5], представим движение частицы в виде суперпозиции плавного усредненного движения и быстрых осцилляций. Скорость поперечных осцилляций легко найти из сохранения обобщенного импульса $m\gamma \vec{V}_\perp + \frac{e}{c} (\vec{A}_W + \vec{A}_S) = 0$,

где $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, E - энергия электрона, $e = -|e|$. Предположим, что амплитуда осцилляций много меньше размеров поперечной неоднородности фотонного пучка, что позволяет разложить силу Лоренца в ряд по малой величине смещения $\vec{\xi} = \int \vec{V}_\perp dt$. При усреднении результата по быстрым осцилляциям учитывалось, что медленно меняющимися при движении частицы величинами являются разность фаз электрона по отношению к полю ондулятора и электромагнитной волны $\psi = \int k_W dZ + kZ - \omega t$, и γ (см., например, [7]). В цилиндрической системе координат (орты \vec{e}_r , \vec{e}_φ , \vec{e}_Z) выражение для поперечной эффективной силы, под действием которой происходит плавное, усредненное движение, имеет вид:

$$\vec{F} = \frac{mc^2}{2\gamma} a_W \frac{\partial a_S}{\partial r} (\vec{e}_r \cos \psi - \vec{e}_\varphi \sin \psi) - \frac{mc^2}{2\gamma} a_S \frac{\partial a_S}{\partial r} \vec{e}_r, \quad (1)$$

где $a_W = \frac{eB_W}{mc^2 k_W}$, $a_S = \frac{eE(x)}{mc\omega}$ - безразмерные амплитуды поля виглера и волны соответственно. В ЛСЭ, обычно, $a_S \ll a_W$, поэтому последним членом в выражении (1) можно пренебречь. Так как интенсивность волны падает при удалении от оси ($\frac{\partial a_S}{\partial r} < 0$), то, в зависимости от того, в какой фазе электроны находятся с внешним полем, часть из них ($\cos \psi > 0$) испытывает фокусирующее действие силы \vec{F} , а другая часть ($\cos \psi < 0$) - дефокусирующее. Однако в ЛСЭ частицы пучка, первоначально равномерно распределенные по ψ , группируются в фазе $\cos \psi > 0$, поэтому в среднем преобладает фокусировка.

Как уже отмечалось выше, существует и обратный самосогласованный с рассматриваемым эффект - преломление электромагнитной волны электронным пучком [7, 8]:

$$n-1 = \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \frac{a_W}{a_S} \left\langle \frac{e^{-i\psi}}{\gamma} \right\rangle - \frac{\omega_p^2}{2\gamma \omega^2}, \quad (2)$$

где n - показатель преломления волны, ω/ρ - плазменная частота электронов пучка, скобки означают усреднение по частицам на периоде ψ . Для наглядности дальнейшего анализа предположим, что все электроны пучка сгруппировались вблизи фазы $\psi = \psi_0$. Из выражений (1) и (2) видно, что будет наблюдаться либо одновременная фокусировка лазерного и электронного пучков ($a_w \cos \psi_0 > a_s$), либо дефокусировка. Так как ψ при движении электронов меняется медленно, состояние фокусировки (расфокусировки) для каждого участка электронного пучка не меняется на протяжении многих периодов ондулятора. Если $\sin \psi_0 \neq 0$, будет происходить усиление (ослабление) лазерной волны и закручивание электронного пучка как целого. Этот результат не является неожиданным, явление возникновения вращательного момента у тела при поглощении (излучении) эллиптически поляризованной световой волны известно с 1898 г. (эффект Садовского). При отсутствии виллера ($a_w = 0$) будет наблюдаться дефокусировка как электронного, так и лазерного ($n < 1$) пучков.

Как показано в работе [9], благодаря преломлению волны при сдвиге оси электронного пучка волна следует за ним. Анализ выражений (1) и (2) показывает, что электронный пучок также стремится вернуться на ось лазерного пучка. Более того, при $a_s > \sqrt{j} \frac{\omega_0}{\omega}$, что соответствует плотности мощности лазера $P (\text{ГВт/см}^2) > 0.51 \cdot 10^{-3} j j$ (А/см^2), воздействие волны на пучок сильнее, чем воздействие пучка электронов на волну, т.е. электронный пучок следует за лазерной волной, в то время как при малых плотностях электромагнитного поля электронный пучок обеспечивает проводку фотонного пучка. Для плотности тока пучка $j \sim 100 \text{ А/см}^2$ и энергии электронов 5 МэВ мощность излучения, при которой эффекты фокусировки пучка и волны сравнимы, $P \sim 5.1 \text{ ГВт/см}^2$. Таким образом, эффекты преломления электронного пучка в лазерной волне будут сказываться в мощных ЛСЭ и обращенных ЛСЭ.

Л и т е р а т у р а

- [1] T a n g C.M., S p r a n g l e P. // In: Phys. of Quantum Electronics. V. 9. P. 627. Adison-Wesley, Reading, Mass. 1982.
- [2] Report to the American Physical Society of the Study group on science and technology of directed energy weapons // Rev. Mod. Phys. 1987, V. 59. N 3. part II, S. 11.
- [3] Б а р ы ш е в с к и й В.Г. // ДАН БССР. 1979. Т. 5. С. 232 // Phys. Lett. A. 1988. V. 132. P. 30.
- [4] М е т е л и ц а О.Н., С о к о л ь с к и й А.А. // ЖТФ; 1982, Т. 52, С. 1731.

- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика, М.: Наука, 1988.
- [6] Гапонов А.В., Миллер М.А. // ЖЭТФ, 1958. Т. 34. С. 242.
- [7] Lippman В.А. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 638.
- [8] Prosnitz D., Szoke A., Neil V.K. // Phys. Rev. A. 1981. v. 24. P. 1436.
- [9] Sprangle P., Ting A., Tang C.M. // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. P. 2773.

Научно-исследовательский
институт ядерных проблем
при Белорусском государственном
университете им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
22 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2

26 января 1989 г.

01; 04

МЕТОДИКА РАСЧЕТА СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ ТЕПЛО- И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛАЗМЫ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ И ТЕМПЕРАТУР

И.М. Беспалов, А.Я. Полищук

Большинство задач, связанных с интерпретацией экспериментальных данных и численным моделированием физических процессов при воздействии мощных потоков энергии на вещество, требует расчета переносных свойств плазмы в очень широком диапазоне плотностей и температур, включающем слабо исследованную область экстремальных состояний.

При этом, учитывая необычные требования к широте диапазона параметров состояния и погрешность гидродинамических расчетов, предъявляются умеренные требования к точности вычисления транспортных коэффициентов. Однако временные затраты на параллельное вычисление транспортных коэффициентов по наиболее удачным моделям [1-4] неприемлемо велики, а использование таблиц часто оказывается не удобным. Поэтому крайне необходимо представление результатов расчета в аналитическом виде. В настоящей заметке сообщается о построении аналитических формул для среднего заряда ионов и переносных коэффициентов плазмы элементов периодической системы в диапазоне плотностей $10^{-4} \text{ г/см}^3 < \rho < 10^2 \text{ г/см}^3$ и температур $10^2 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}$.