

УДК 533.951

ОБ АНИЗОТРОПИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ

В. Ю. Быченков

Показано что в условиях, характерных для современных исследований по проблеме рентгеновских источников на основе лазеров, анизотропия распределения электронов по энергии, возникающая при обратном тормозном поглощении лазерного света плазмой, не менее существенна, чем анизотропия, обусловленная пространственным переносом электронов благодаря неоднородности плазмы, что должно учитываться при интерпретации экспериментов по измерению поляризации рентгеновского излучения.

Исследование поляризационных свойств рентгеновского излучения, генерируемого плазмой, является одним из методов ее диагностики. Такая поляризационная диагностика уже использовалась для изучения солнечных вспышек (см., например, [1-3]). В работах [4, 5] исследование анизотропии поляризации линейчатого рентгеновского излучения проводилось в экспериментах по его генерации с помощью короткого лазерного импульса, воздействующего на твердотельную мишень. При этом, в качестве одной из целей [4, 5] ставилась экспериментальная проверка имеющихся представлений о процессах переноса в лазерной плазме при достаточно высоких плотностях потока энергии ($\sim 10^{15} \text{ Вт/см}^2$) и тестирование кинетического кода, используемого для ее численного моделирования.

Возникновение заметной анизотропии распределения электронов по энергии является причиной анизотропии поляризации генерируемого лазерной плазмой рентгеновского излучения, когда интенсивность последнего с вектором поляризации, параллельным оси z лазерного пучка, отличается от интенсивности рентгеновского излучения с вектором поляризации, ориентированным в поперечном направлении. Причина такой

анизотропии, наблюдаемой в экспериментах [4, 5], связывалась с пространственным переносом энергии электронами, что обеспечивало обеднение электронного распределения частицами с большими продольными скоростями в области энерговыделения лазерного пучка вблизи критической плотности n_c [6]. Это эквивалентно уплощению формы ("pancake") энергетического распределения электронов по отношению к оси лазерного пучка, а на языке разложения функции распределения частиц f_e по полиномам Лежандра $f_e(\mathbf{v}) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(v) P_l(\mu)$ ($\mu = \cos v_z/v$) отвечало возникновению отрицательной второй угловой гармоники $f_2 < 0$. При этом эксперимент [4, 5] показывал, что излучение He_{α} линий из околоскритической области плотностей ($0,3 - 0,5 n_c$) алюминиевой плазмы было заметно поляризовано в направлении лазерного пучка. Качественно это соответствовало результату численного моделирования на основе решения уравнения Фоккера-Планка [4 - 6]. Однако количественно эксперимент демонстрировал существенно большую анизотропию.

В настоящем сообщении обращается внимание на еще один возможный механизм генерации поляризованного рентгеновского излучения из лазерной плазмы, связанный с формированием анизотропного распределения электронов по энергии, обусловленного анизотропией обратного тормозного поглощения (и, следовательно, нагрева плазмы). В работе [7] такой эффект демонстрировался на примере автомодельного кинетического решения для однородной плазмы, помещенной в сильное однородное высокочастотное электрическое поле. Обсуждаемый эффект анизотропии распределения электронов по энергии может быть идентифицирован и в общих схемах нахождения функции распределения электронов методом Чепмена-Энскога [7 - 11]. Однако попыток его выделения и специального изучения для проблемы рентгеновских источников на основе лазеров до сих пор не предпринималось. Появление экспериментов [4, 5] обуславливает необходимость понимания физических основ и роли анизотропии обратного тормозного нагрева лазерной плазмы в генерации поляризованного рентгеновского излучения. Ниже показано, что этот эффект оказывается не менее важным, чем обусловленный пространственным переносом эффект анизотропии энергетического распределения электронов, положенный в основу интерпретации экспериментов [4, 5].

Общая схема получения кинетического уравнения для функции распределения электронов, усредненной по периоду высокочастотного электромагнитного поля накачки $(1/2)\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.$, включает в себя выделение быстро осциллирующей части электронного распределения $\propto 1/\omega_0$ в линейном приближении по \mathbf{E}_0 , ее подстановку в кинетическое уравнение и усреднение по периоду $2\pi/\omega_0$ высокочастотных осцилляций

[7 - 11]. В результате для медленно меняющейся электронной функции распределения имеем

$$\hat{L}f_e = C_{ei}[f_e] + C_{ee}[f_e, f_e] + I_{IB} + I_{PM}. \quad (1)$$

Здесь \hat{L} - обычный оператор Власова для плазмы с самосогласованным полем \mathbf{E} , C_{ei} и C_{ee} - интегралы столкновений электронов с ионами и электронами, а эффект воздействия лазерного поля представлен членами I_{IB} и I_{PM} .

Член I_{IB} пропорционален зависящей от скорости частиц частоте электрон-ионных столкновений $\nu_{ei}(v) = 4\pi Z e^4 n_e \ln \Lambda / m_e^2 v^3$, где Z - заряд ионов, e , m_e и n_e - заряд, масса и плотность электронов, $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм. Этот член описывает нагрев электронов благодаря обратному тормозному поглощению

$$I_{IB} = \frac{1}{8} (v_{Ei} v_{Ej}^* + v_{Ei}^* v_{Ej}) \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_k} \nu_{ei}(v) (v_k v_s - v^2 \delta_{ks}) \frac{\partial^2 f_e}{\partial v_s \partial v_j}. \quad (2)$$

Пондеромоторный член I_{PM} пропорционален пространственной и временной производным интенсивности накачки

$$I_{PM} = \frac{1}{4} \nabla |\mathbf{v}_E|^2 \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 f_e}{\partial v_i \partial v_j} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) (v_{Ei} v_{Ej}^* + v_{Ei}^* v_{Ej}) \quad (3)$$

и описывает бесстолкновительное воздействие лазерного излучения на плазму. В формулах (2), (3) $\mathbf{v}_E = e\mathbf{E}_0/m_e\omega_0$ - скорость осцилляций электронов в поле лазерного излучения, предполагаемая малой по сравнению с электронной тепловой скоростью v_{Te} .

Чтобы проиллюстрировать индуцированную лазерным излучением анизотропию электронного распределения, рассмотрим случай, когда электрон-ионные столкновения, значительно превосходят по частоте электрон-электронные столкновения и когда длина свободного пробега электрона мала по сравнению с характерным масштабом пространственной неоднородности плазмы, а время электрон-ионных столкновений мало по сравнению с характерным временем изменения интенсивности лазерной накачки. Тогда для анизотропной части функции распределения $\delta f = f_e - f_0$, которая мала по сравнению с изотропной частью f_0 , можно записать приближенное выражение

$$\begin{aligned} \delta f = & \frac{1}{\nu_{ei}(v)} \left[\frac{e}{m_e} \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} - \mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} \right] + \frac{v_E^2}{12} \left(\frac{1}{3} - \frac{(\mathbf{nv})^2}{v^2} \right) v^4 \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{v^4} \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{\mathbf{v} \nabla v_E^2}{2\nu_{ei}(v)} \times \\ & \times \left[1 + \left(\frac{1}{8} - \frac{(\mathbf{nv})^2}{24v^2} \right) v \frac{\partial}{\partial v} \right] \frac{1}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v}, \end{aligned} \quad (4)$$

отвечающее первому приближению метода Чепмена-Энскога.

Согласно (4), функция распределения электронов, вообще говоря, зависит от поляризации накачки. Однако, ставя перед собой целью качественное выявление нового механизма анизотропии поляризации рентгеновского излучения и оставляя более детальное рассмотрение роли поляризации накачки на будущее, когда возможно появятся экспериментальные результаты более детальных измерений, ограничимся упрощенным анализом (4). Именно, рассмотрим одномерно неоднородную в направлении распространения лазерного излучения плазму и усредним (4) по его поляризации. Последнее, например, в точности отвечает циркулярно поляризованному или неполяризованному лазерному свету.

С учетом вышесказанного, из (4) следует, что первая, f_1 , и вторая, f_2 , угловые гармоники электронной функции распределения имеют вид

$$f_1 = \frac{1}{\nu_{ei}(v)} \left(\frac{eE}{m_e} \frac{\partial f_0}{\partial v} - v \frac{\partial f_0}{\partial z} \right) + \frac{1}{20\nu_{ei}(v)} \frac{\partial v_E^2}{\partial z} \frac{1}{v^8} \frac{\partial}{\partial v} v^9 \frac{\partial f_0}{\partial v}, \quad (5)$$

$$f_2 = -\frac{v_E^2 v^4}{18} \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{v^4} \frac{\partial f_0}{\partial v}. \quad (6)$$

Выпишем также усредненные по поляризации накачки выражения для обратного тормозного и пондеромоторного членов кинетического уравнения (1)

$$I_{IB} = \frac{1}{4} \frac{v_E^2}{v^2} \left(v\delta(v) + v \frac{\partial}{\partial v} - \mu \frac{\partial}{\partial \mu} \right) \nu_{ei}(v) (1 - \mu^2) \left(v \frac{\partial f_e}{\partial v} - \mu \frac{\partial f_e}{\partial \mu} \right) - \frac{1}{8} \frac{v_E^2}{v^2} \left(v \frac{\partial}{\partial v} - \mu \frac{\partial}{\partial \mu} \right) \frac{\partial}{\partial \mu} \nu_{ei}(v) (1 - \mu^2)^2 \frac{\partial}{\partial \mu} \left(v \frac{\partial f_e}{\partial v} - \mu \frac{\partial f_e}{\partial \mu} \right), \quad (7)$$

$$I_{PM} = \frac{1}{4} \frac{\partial v_E^2}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial f_e}{\partial v} + \frac{1 - \mu^2}{v} \frac{\partial f_e}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{8v^2} \left(\frac{\partial v_E^2}{\partial t} + \mu \frac{\partial v_E^2}{\partial z} \right) \left(v \frac{\partial}{\partial v} - \mu \frac{\partial}{\partial \mu} \right) (1 - \mu^2) \left(v \frac{\partial f_e}{\partial v} - \mu \frac{\partial f_e}{\partial \mu} \right), \quad (8)$$

которые могли бы быть легко включены в двумерные в пространстве скоростей (v, μ) численные коды типа [6, 12, 13]. Слагаемое с дельта-функцией в формуле (7) обеспечивает сохранение числа частиц и обсуждалось в [14].

Пондеромоторный эффект определяется последним слагаемым в (5), а анизотропная часть энергетического распределения частиц вследствие обратного тормозного поглощения определяется формулой (6) для f_2 , которая описывает обеднение распределения

электронов надтепловыми частицами ($v > v_{Te}$), подобно обсуждавшемуся в [4, 5]. Однако причина такой деформации функции распределения качественно отлична от рассмотренной в [4 – 6], связанной с продольным тепловым потоком (учетом f_1 в уравнении для f_2) и предполагавшейся основной причиной анизотропии энергии электронов в области поглощения лазерной энергии ($n_e \lesssim n_c$).

Таким образом, квадрупольная анизотропия (6) имеет тот же самый знак, что и в [4, 5], но обусловлена тем, что осцилляции электронов в плоскости поперек направления z распространения лазерного излучения, благодаря поглощению, приводят к большей эффективной энергии электронов в этой плоскости по сравнению с характерной энергией в направлении оси z (распределение типа "pancake").

Для того, чтобы оценить величину (6), которая может обуславливать анизотропию поляризации рентгеновского излучения благодаря, например, возбуждению ионов [4, 5], предположим, что симметричная часть функции распределения f_0 известна. Для малых интенсивностей $Zv_E^2/v_{Te}^2 \ll 1$ функция распределения f_0 является максвелловской, тогда как для больших потоков энергии ее форма описывается супер-гауссовским распределением [15 – 17]. Воспользуемся эмпирической аппроксимацией для f_0 , предложенной в [17] на основе результатов фоккер-планковского моделирования

$$f_0 = \frac{n_e m}{4\pi V^3 \Gamma(3/m)} \exp \left[- \left(\frac{v}{V} \right)^m \right], \quad (9)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция,

$$V = v_{Te} \left[\frac{3\Gamma(3/m)}{\Gamma(5/m)} \right]^{1/2}, \quad m(\alpha) = 2 + \frac{3}{1 + 1,66/\alpha^{0,724}}, \quad \alpha = Z \frac{v_E^2}{v_{Te}^2},$$

а параметр m меняется в пределах от $m = 2$ (максвелловское распределение) до $m = 5$ (распределение Лэнгдона [15]).

Подстановка выражения (9) в формулу (6) позволяет оценить анизотропию распределения электронов

$$\frac{f_2}{f_0} = \frac{\alpha m^2 \Gamma(5/m)}{54 Z \Gamma(3/m)} \left(\frac{v}{V} \right)^{m-2} \left(1 - \left(\frac{v}{V} \right)^m - \frac{5}{m} \right). \quad (10)$$

На рис.1 представлена зависимость (10) от энергии электронов для условий эксперимента [4], в котором измерялась поляризация гелиевоподобных линий алюминиевой плазмы для переходов, возбуждаемых электронами с энергией 2 кэВ . Качественно результаты численного решения кинетического уравнения [4], демонстрируемые пунктирной и

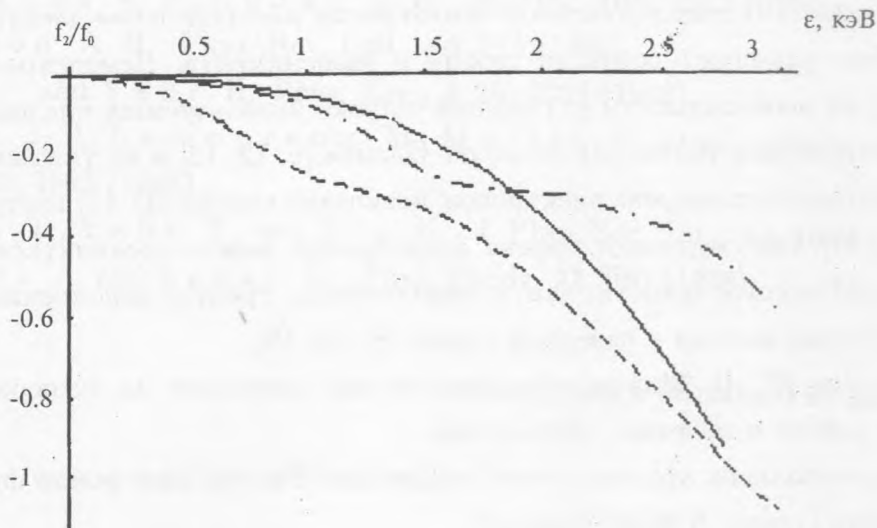


Рис. 1. Зависимость f_2/f_0 (сплошная кривая) от энергии электронов ϵ для лазера с плотностью потока энергии 10^{15} Вт/см^2 , длиной волны $1,053 \text{ мкм}$ и плазмы с $T_e = 750 \text{ эВ}$, $Z = 11$. Результаты фоккер-планковских расчетов изображены пунктирной (для $n_e = 6,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и штрих-пунктирной (для $n_e = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) кривыми.

штрих-пунктирной кривыми на рис.1, соответствовали эксперименту, но предсказывали примерно в два раза меньшую анизотропию. Характерная плотность плазмы, отвечающая области, из которой в основном происходила генерация рентгеновского излучения, составляла $n_e = (0,3 - 0,5)n_c$, что на рис.1 соответствует зазору между пунктирной и штрих-пунктирной кривыми численного моделирования. Видно, что в области энергии равной 2 кэВ предсказываемая формулой (10) (но не учитываемая в численном моделировании [4]) анизотропия оказывается примерно такой же, что и анизотропия, обусловленная теплопереносом. По этой причине можно полагать, что учет дополнительной анизотропии электронного распределения (10), связанной с анизотропией обратного тормозного поглощения, приведет к усилению поляризации рентгеновского излучения, предсказываемой теорией, и лучшему соответствию измерениям.

Таким образом, выше установлено, что для параметров лазерной плазмы, используемой в настоящее время в качестве источника рентгеновского излучения, анизотропия энергетического распределения электронов, обусловленная анизотропией обратного тормозного поглощения лазерного света, является не менее важным фактором, определяющим поляризацию рентгеновского излучения, чем изученная ранее анизотропия распре-

деления частиц, связанная с пространственным переносом энергии электронов. Полученная оценка (10) дополнительной анизотропии распределения электронов по энергии существенно улучшает согласие теории и эксперимента. Демонстрация этого факта указывает на необходимость улучшения широко используемых численных кодов, основанных на решении уравнения Фоккера-Планка [6, 12, 13] и не учитывающих пока эффект анизотропного нагрева электронов, используя вместо (3), (7) изотропный оператор Лэнгдона [15]. Обсуждаемый эффект анизотропии может проявляться и как источник вейбелевской неустойчивости, что, в свою очередь, требует дополнения существующих моделей ее возбуждения в лазерной плазме [6, 18, 19].

Благодарю Ж. П. Матта, обратившего мое внимание на эксперименты [4, 5], за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 96-02-16165-а).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Novick R. Space Sci. Rev., **18**, 389 (1975).
- [2] Haug E. Solar Phys., **71**, 77 (1981).
- [3] Житник И. А., Корнеев В. В., Крутов В. В. и др., Труды ФИАН, **179**, 39 (1987).
- [4] Kieffer J. C., Matte J. P., Pepin H., et al., Phys. Rev. Lett., **68**, 480 (1992).
- [5] Kieffer J. C., Matte J. P., Chaker M., et al., Phys. Rev. E, **48**, 4648 (1993).
- [6] Matte J. P., Bendib A., and Luciani J. F., Phys. Rev. Lett., **58**, 2067 (1987).
- [7] Chichkov B. N. and Uryupin S. A. Phys. Rev. E, **48**, 4659 (1993).
- [8] Bernstein I. B., Max C. E., and Thomson J. J. Phys. Fluids, **21**, 905 (1978).
- [9] Mora P. and Pellat R. Phys. Fluids, **21**, 2408 (1979).
- [10] Shkarofsky I. P. Phys. Fluids, **23**, 52 (1980).
- [11] Максимов А. В., Силин В. П., Чеготов М. В. Физика плазмы, **16**, 575 (1990).
- [12] Epperlein E. M. and Short R. W. Phys. Fluids, B **3**, 3092 (1991).
- [13] Town R. P. J., Bell A. R., and Rose S. J. Phys. Rev. Lett., **74**, 924 (1995).

- [14] Максимов А. В., Силин В. П. ЖЭТФ, **105**, 1242 (1994).
- [15] Langdon A. B. Phys. Rev. Lett., **44**, 575 (1980).
- [16] Mora P. and Yahi H. Phys. Rev., A **26**, 2259 (1982).
- [17] Matte J. P., Lamouereux M., Moller C., et al., Plasma Phys. Contr. Fusion, **30**, 1665 (1988).
- [18] Okada T., Yabe T., and Niu K. J. Phys. Soc. Jpn., **43**, 1042 (1977).
- [19] Ramani A. and Laval G. Phys. Fluids, **21**, 980 (1978).

Поступила в редакцию 28 января 1997 г.