

УДК 621.375.826;621.039.64

РОЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ В УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В. В. Иванов, А. К. Князев, А. В. Купченко, А. А. Мацвейко, Ю. А. Михайлов,
В. П. Осетров, А. И. Попов, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб

Сообщаются результаты исследований плазмы, создаваемой лазерным излучением наносекундной и пикосекундной длительности с плотностью потока на мишени $10^{13} - 10^{15}$ Вт/см². Были обнаружены быстрые электроны с максимальной энергией до 380 кэВ и зафиксирована энергия макроскопических электромагнитных полей в плазме на уровне до 10% от поглощенной лазерной энергии. В экспериментах с тонкими фольгами установлена корреляция параметров прошедшего лазерного излучения с толщиной фольги.

Большое внимание, уделяемое в последнее время исследованиям генерации в лазерной плазме быстрых электронов с энергией, существенно превышающей энергию тепловых электронов, связано с важностью этого явления как для фундаментальных исследований взаимодействия лазерного излучения с плазмой, так и для практических приложений лазерной плазмы [1 - 4].

Недавние эксперименты в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН по генерации высокоэнергичных электронов в лазерной плазме [5 - 7] позволили по-новому взглянуть на ряд вопросов физики лазерной плазмы и, в частности, на роль электромагнитных сил в уравнении состояния. Специально разработанный метод прямых измерений потоков электронов из лазерной плазмы позволил обнаружить эффект аномальной электронной эмисии. В настоящей работе приводятся результаты дальнейших исследований в этом направлении на установке "ПИКО" и обсуждаются их результаты и следствия.

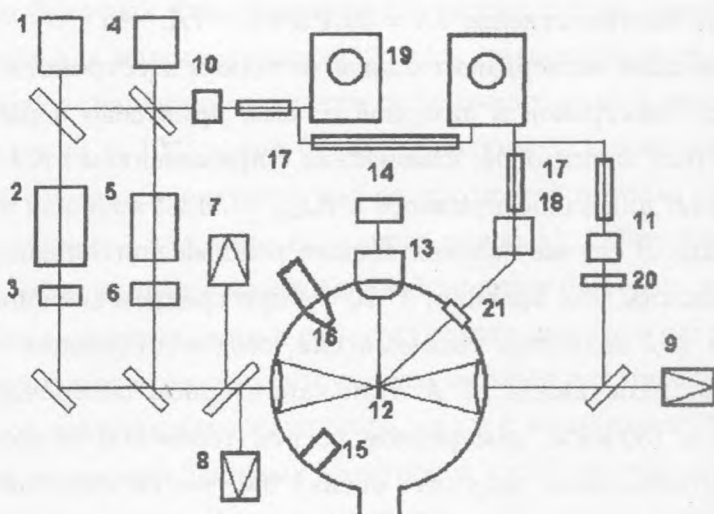


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 – пикосекундный задающий генератор; 2 – каскады усиления пикосекундного лазера; 3 – оптический изолятор; 4 – задающий генератор наносекундного лазера; 5 – усилительные каскады наносекундного лазера; 6 – оптический изолятор; 7, 8, 9 – calorиметры; 10, 11 – быстрые calorиметры; 12 – лазерная мишень; 13, 14 – система юстировки мишени; 15 – рентгеновский спектрограф; 16 – многоканальный микроскоп; 17 – коаксиальные линии; 18, 21 – система регистрации быстрых электронов; 19 – осциллографы; 20 – оптический светофильтр.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. В качестве лазерных мишеней использовались массивные и фольговые мишени из алюминия. Толщина фольги варьировалась от 6 до 50 мкм. Плотность потока лазерного излучения на поверхности мишени изменялась в диапазоне от 10^{13} до 10^{15} Вт/см². Мишени облучались лазерами наносекундного и пикосекундного диапазонов длительности импульса. Давление окружающего мишень газа (воздуха) менялось от 10^{-2} до $6 \cdot 10^{-6}$ торр. Длительность наносекундного лазерного импульса была 3 нс, а для пикосекундного составляла 5 пс. Энергия на выходе наносекундного лазера варьировалась в диапазоне 2 – 20 Дж, что позволяло получать плотность потока на поверхности мишени $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см². В случае пикосекундного лазера диапазон изменений энергии составлял 40 – 240 мДж и плотность потока изменялась от 10^{14} до 10^{15} Вт/см². Расходимость лазерного излучения была $2\alpha = (5 - 8) \cdot 10^{-4}$ рад, энергетическая контрастность составляла $K_E = 10^3 - 10^5$. Ширина спектра излучения наносекундного и пикосекунд-

ного лазеров была соответственно $\delta\lambda = 30\text{Å}$ и $\delta\lambda = 7\text{Å}$.

Подробное описание экспериментальной методики и устройств для исследований генерации быстрых электронов в лазерной плазме приведено в работе [5]. Максимальная энергия быстрых электронов, измеренная с применением этой методики, составила $E_{max} = 380 \pm 50 \text{ кэВ}$ для наносекундного и $E_{max} = 30 \pm 5 \text{ кэВ}$ для пикосекундного режима нагрева плазмы. В случае наносекундного режима длительность импульса эмиссии электронов составляла, как правило, $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ при среднем значении электронного тока 8 кА , в то время как величина тока эмиссии, соответствующая электронам с энергией выше, чем E_{max} , составила 12 А . При характерном поперечном размере нагретой области плазмы $\approx 150 \text{ мкм}$, измеренном по рентгеновской эмиссии из мишени, полученные величины позволяют получить оценку плотности электронного тока из плазмы около 1 МА/см^2 . Полученное значение тока соответствует величине заряда на мишени $\approx 10^{-5} \text{ К}$. Для пикосекундного режима нагрева соответствующая оценка тока электронной эмиссии и плотности тока дает значения соответственно $\approx 0,5 \text{ МА}$ и $\approx 10^9 \text{ А/см}^2$.

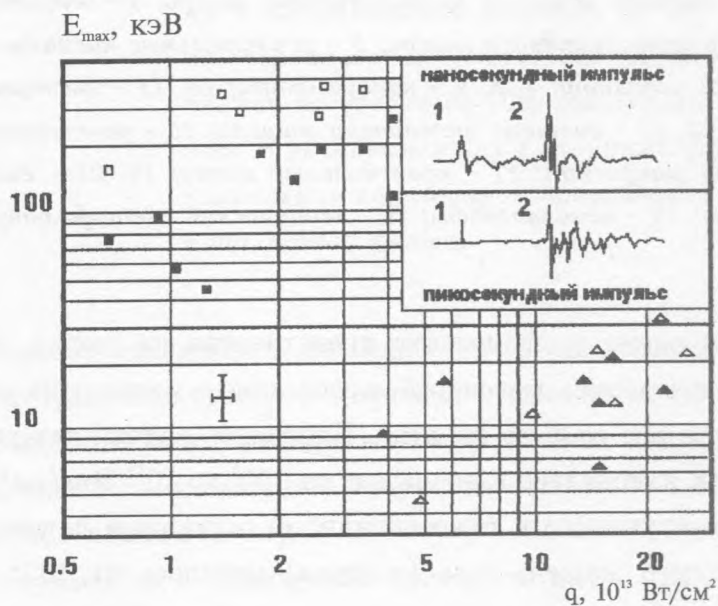


Рис. 2. Экспериментальная зависимость максимальной энергии быстрых электронов от плотности потока на мишени для наносекундного (\square , \blacksquare) и пикосекундного (\triangle , \blacktriangle) режимов нагрева плазмы при давлении остаточного газа (воздуха) в камере $p_1 = 10^{-2} \text{ торр}$ (\blacksquare , \blacktriangle) и $p_2 = 10^{-5} \text{ торр}$ (\square , \triangle).

На рис. 2 представлены результаты экспериментальных исследований зависимости

максимальной энергии быстрых электронов от плотности потока лазерного излучения на поверхности мишени для наносекундного (\square, \blacksquare) и пикосекундного ($\triangle, \blacktriangle$) режимов нагрева плазмы при двух значениях давления остаточного газа в мишенной камере – $p_1 = 10^{-2} \text{ торр}$ (\blacksquare, \triangle) и $p_2 = 10^{-5} \text{ торр}$ (\square, \blacktriangle). Наблюдается довольно сильная зависимость максимальной энергии электронов как от плотности потока, так и от давления остаточного газа (последнее – для наносекундного режима). Обнаруженное различие, примерно на один порядок, величин максимальной энергии быстрых электронов, генерируемых в плазме, для наносекундного и пикосекундного режимов нагрева может быть связано как с различной контрастностью излучения, которая для пикосекундного лазера примерно в 10 раз хуже, чем для наносекундного, так и с возможным принципиальным различием механизмов генерации быстрых электронов в плазме при нагреве световыми импульсами разной длительности. В правом верхнем углу рис. 2 представлены характерные осциллограммы лазерных импульсов (1) и импульсов тока быстрых электронов (2) для наносекундного и пикосекундного режимов нагрева. На осциллограммах (2) амплитуды положительных импульсов соответствуют электронам с энергией 320 кэВ для наносекундного нагрева и электронам с энергией 30 кэВ для пикосекундного.

Одним из наиболее интересных и важных результатов этих экспериментов является тот факт, что энергия макроскопических электромагнитных полей в плазме составляет значительную долю (до 10%) от поглощенной лазерной энергии. Обнаруженный эффект свидетельствует о том, что даже при умеренных плотностях потока лазерного излучения на мишени $10^{14} - 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ энергия макроскопических электромагнитных полей в плазме может быть сравнима с газокинетической энергией плазмы и энергией теплового излучения. Таким образом, при плотностях потока лазерного излучения, по крайней мере, выше 10^{14} Вт/см^2 в уравнении состояния плазмы необходимо учитывать члены, связанные с макроскопическими токами и пондермоторными силами [8].

Следует ожидать значительного усложнения ситуации при плотностях потока лазерного излучения выше 10^{18} Вт/см^2 . В этом случае плотность разделенных электрических зарядов может превышать 10 К/см^2 , а производная по времени от зарядовых токов достигать значений $10^{12} - 10^{13} \text{ А/с}$. Величина потока электромагнитной энергии, обусловленного такими токами и оцениваемая по формуле Пойнтинга, может достигать 10^{17} Вт/см^2 . Эта величина не намного отличается от плотности потока лазерного излучения.

Возможный путь корректировки уравнения состояния может заключаться во введении в одно из традиционных полуэмпирических уравнений состояния [9 – 11] дополни-

тельного члена типа $H^2/8\pi$, соответствующего плотности энергии электромагнитного поля (H – напряженность магнитного поля). С учетом этой поправки внутренняя энергия ϵ и давление p в рамках полуэмпирической модели могут быть записаны как

$$\epsilon(\rho, T) = \epsilon_c(\rho) + \epsilon_T^{(e)}(\rho, T) + \epsilon_T^{(i)}(\rho, T) + \epsilon_{em},$$

$$p(\rho, T) = p_c(\rho) + p_T^{(e)}(\rho, T) + p_T^{(i)}(\rho, T) + p_{em},$$

где впервые три члена в правых частях уравнений описывают свойства упругости холодного вещества и тепловое движение электронов и ионов, а последние члены соответствуют электромагнитной энергии и давлению, связанным с разделением зарядов.

В рамках модели идеального Больцмановского газа свободных электронов в горячей плазме: $\epsilon_T = \frac{1}{m_p M_{eff}} \left[\frac{3}{2}(Z+1)kT_e + I \right]$. Для конкретных приложений необходимо вычисление производной типа

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial T_e} = \frac{1}{m_p M_{eff}} \left[\frac{3}{2}(Z+1)k + \frac{3}{2} \frac{\partial Z}{\partial T_e} kT_e + \frac{\partial I}{\partial T_e} \right] + \frac{1}{N_i} \cdot \frac{H}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial T_e}.$$

Здесь введены обозначения: I – энергия на ионизацию иона с эффективным зарядом Z ; m_p , m_e , A , k – массы протона, электрона, атомный вес и постоянная Больцмана, соответственно; $M_{eff} = m_p \cdot \left(A + \frac{m_e Z}{m_p} \right)$; T_e – электронная температура и N_i – плотность ионов.

Для моделирования процессов в оболочечных лазерных термоядерных мишенях были проведены исследования энергетического баланса при нагреве тонких фольг лазерным излучением наносекундной длительности. При помощи калориметрической системы [12] и коаксиальных фотоэлементов измерялись доли энергии лазерного излучения, рассеянного мишенью и прошедшего сквозь мишень, по отношению к падающему на поверхность мишени излучению. Такого сорта измерения позволяют изучать процессы лазерного взрыва фольг, а также распространение ударной волны и волны теплопроводности в мишенях.

На рис. 3 приведены результаты измерений зависимости энергии лазерного излучения, прошедшего через мишень, от энергии падающего излучения для фольг различной толщины. Осциллограммы в углу рисунка представляют типичный вид исходного (0 мкм) лазерного импульса и импульсов, прошедших через Al-фольги с толщинами 6 мкм и 40 мкм. Обращает на себя внимание резкая зависимость величины прошедшей энергии от толщины фольги, а также сокращение длительности прошедшего лазерного

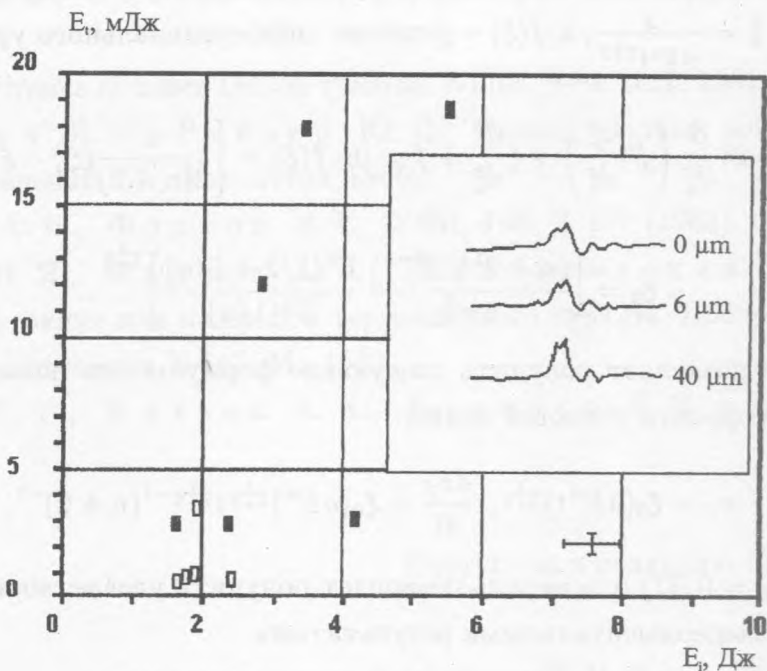


Рис. 3. Зависимость энергии лазерного излучения, прошедшего через мишень, от энергии падающего излучения для фольг толщиной 6 мкм (■) и 40 мкм (□) при давлении остаточного газа $p = 10^{-2}$ торр.

импульса. Увеличение толщины фольги вызывает возрастание задержки начала импульса вследствие роста поглощения части последнего. Давление остаточного газа в камере в этих опытах составляло 10^{-2} торр.

Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены из рассмотрения распространения волны теплопроводности в плазме. Для нелинейной волны теплопроводности с коэффициентом теплопроводности χ , зависящим от температуры как $\chi = aT^n$, уравнение теплопроводности может быть записано в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} T^n \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Для достаточно тонких фольг с толщиной менее 100 мкм и условий облучения мишени на установке "ПИКО", представленных выше, можно воспользоваться моделью автомодельной тепловой волны от плоского мгновенного источника. В этом случае решение может быть записано в виде [9]

$$T = (E^2/at)^{\frac{1}{n+2}} f(\xi),$$

где ξ , является комбинацией координаты x , коэффициента a и поглощенной лазерной энергии E вида $\xi = \frac{x}{(aE^n)^{\frac{1}{n+2}}}$, а $f(\xi)$ – решение дифференциального уравнения

$$(n+2) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(f^n \frac{df}{d\xi} \right) + \xi \frac{df}{d\xi} + f = 0; \quad f(\xi) = \left[\frac{n}{2(n+2)} (\xi_0^2 - \xi^2) \right]^{\frac{1}{n}},$$

$$\xi_0 = \left[\frac{(n+2)^{1+n} 2^{1-n}}{n\pi^{\frac{n}{2}}} \frac{\Gamma^n(1/2 + 1/n)}{\Gamma^n(1/n)} \right]^{\frac{1}{n+2}}.$$

Это решение позволяет получить следующие формулы для положения и скорости распространения фронта тепловой волны:

$$x_f = \xi_0 (aE^n t)^{\frac{1}{n+2}}, \quad \frac{dx_f}{dt} = \xi_0 (aE^n)^{\frac{1}{n+2}} t^{\frac{1}{n+2}-1} (n+2)^{-1}.$$

Для $n = 5$ ($\xi_0 = 0,77$) эта модель позволяет получить удовлетворительное согласие с полученными экспериментальными результатами.

Авторы благодарны Е. Н. Рагозину за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 94-02-05794).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Simon A., Short R. W., Williams E. A., Dewandre T. Phys. Fluids, **26**, 3107 (1983).
- [2] Басов Н. Г., Гуськов С. Ю., Розанов В. Б. Труды ФИАН, **170**, 3 (1986).
- [3] Basov N. G., Gus'kov S. Yu., Feoktistov L. P. J. Sov. Laser Research, **13**, 5, 396 (1992).
- [4] Perry M. D. and Mourou G. Science, **264**, 917 (1994).
- [5] Иванов В. В., Князев А. К., Корнеев Н. Е. и др., ПТЭ, **4**, 77 (1995).
- [6] Ivanov V. V., Knyazev A. K., Koutsenko A. V. et al., Proc. 12th Intern. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, Japan (1995).

- [7] Иванов В. В., Князев А. К., Куценко А. В. и др., ЖЭТФ, **109**, 4, 1257 (1996).
- [8] Нога Н. Physics of Laser Driven Plasmas. Willey, New York, 1981.
- [9] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М., Физматгиз, 1966.
- [10] Бушман А. В., Фортгов В. Е. УФН, **140**, 2, 177 (1983).
- [11] Карпов В. Я., Фадеев А. П., Шпатаковская Г. В. Расчеты уравнений состояния для лазерного термоядерного синтеза. Препринт Института прикладной математики N 147, М., 1982.
- [12] Иванов В. В., Князев А. К., Куценко А. В. и др. ПТЭ, **4**, 123 (1996).

Поступила в редакцию 11 апреля 1997 г.