

ЭФФЕКТ ГЕНЕРАЦИИ НА МИШЕНИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПРИ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ ЛАЗЕРА ПЛАЗМЕННЫМ ЗЕРКАЛОМ

*В.А.Баташов, К.С.Гочелашвили, Б.В.Ершов,
А.Н.Малков, П.И.Колесниченко, А.М.Прозоров
В.Б.Федоров*

При фокусировке излучения лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме миллисекундного импульса, на твердую мишень и в воздухе обнаружен эффект генерации "гигантских" импульсов микросекундной длительности в результате модуляции добротности лазера возникающим плазменным зеркалом. Впервые на опыте получена микросекундная лазерная плазма с электронной температурой $T_e = 2 + 4 \text{ кэВ}$ в воздухе и $T_e = 3 + 7 \text{ кэВ}$ на мишени из полиэтилена, генерирующая жесткое рентгеновское излучение. Исследовались отражение, прозрачность и газодинамика полученной плазмы.

Наши опыты выполнялись на лазерной установке на неодимовом стекле, состоящей из задающего генератора и трех каскадов усиления. Лазер отличался высокой направленностью излучения $\phi = 3 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ (на уровне половины энергии до 2 кдж) в режиме миллисекундного импульса с характерной микросекундной пиковой модуляцией [1]. В качестве мишеней использовались атмосферный воздух, графит и дейтерированный полиэтилен $(\text{CD}_2)_n$.

При фокусировке выходного излучения в воздухе линзой с $f = 50 \text{ см}$ в фокальной области линзы возникала плазма. При этом было обнаружено резкое и устойчивое изменение режима генерации лазера, состоявшее в появлении "гигантского" импульса субмикросекундной длительности $t \approx 0,3 \text{ мксек}$ (рис. 1). Энергия в "гигантском" импульсе достигала 300 дж , что составляло до 30% полной энергии миллисекундного лазерного импульса. Наблюдаемый эффект связан с быстрым "включением" возникающего плазменного зеркала, обеспечивающего положительную обратную связь в схеме из усилителя и задающего генератора. Модуляция добротности лазера отражением плазмы в случае твердой мишени приводила к генерации серии (в отличие от одного в воздухе) гигантских импульсов (рис. 1) длительности до $t \approx 0,5 \text{ мксек}$ ¹⁾.

Исследование характеристик плазменного зеркала в воздухе показало, что его отражение достигает $R \approx 0,01$, а пропускание плазмы составляет $K \approx 0,1$. Максимум R и минимум K достигаются на резком переднем фронте импульса (рис. 1), которому предшествует пологий

¹⁾ Ранее в работе [2] сообщалось об эффекте плазменного зеркала при пробе воздуха в резонаторе CO_2 -лазера. Эффект генерации гигантских импульсов в [2] не наблюдался.

"пьедестал" продолжительностью ≈ 1 мкс. Измеренная величина R в предположении резкой границы плазмы дает оценку электронной плотности плазмы в воздухе $n_e \approx 3,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

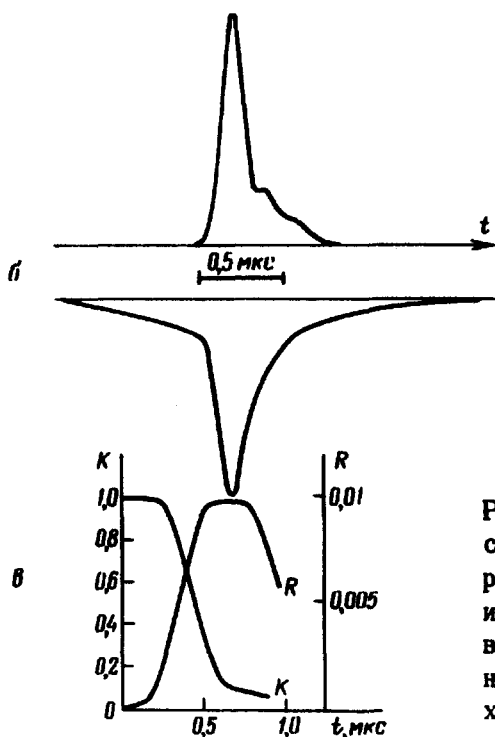
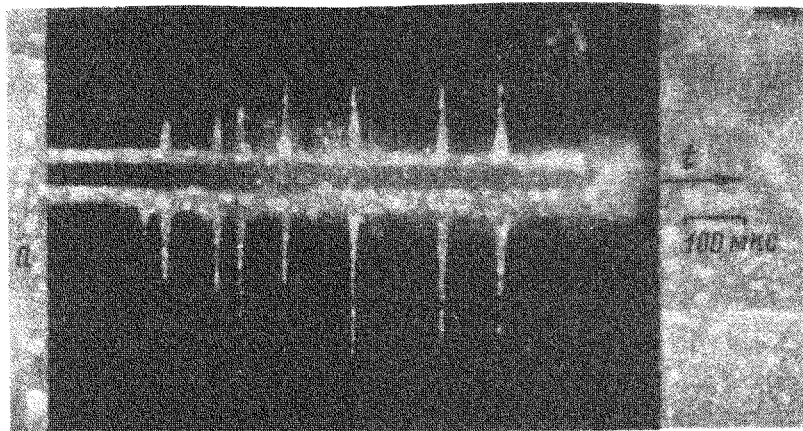


Рис. 1. Временная структура импульсов лазерного излучения (*а* и *б* внизу), рентгеновского излучения плазмы (*а* и *б* вверху) для твердой мишени (*а*), воздуха (*б*) и временной ход пропускания *К* и отражения *Р* плазмы в воздухе (*в*)

Резкое возрастание интенсивности лазерного излучения в присутствии плазмы, в свою очередь, вызывает нагрев плазмы до высоких температур. С помощью фотоумножителя ФЭУ-36, закрытого пластическим сцинтиллятором и бериллиевой фольгой, было зарегистрировано жесткое рентгеновское излучение плазмы под действием гигантских импульсов излучения (рис. 1). Малое ослабление этого излучения слоем воздуха толщиной 12 см и бериллиевой пластинкой $L = 2$ мж свидетельствует о присутствии в спектре свечения плазмы длин волн в несколько ангстрем. Обращает на себя внимание относительно большая длительность

рентгеновского сигнала $\approx 0,1$ мксек для воздуха (рис. 1, б) и $\approx 0,3 + 0,4$ мксек для твердой мишени. По отношению сигналов двух фотоумножителей с фольгами разной толщины измерялась электронная температура плазмы T_e [3]. Необходимые для методики [3] расчеты с помощью данных [4] были выполнены для области измеряемых температур. В результате измерений получено для мишени из воздуха $T_e = 2 + 4$ кэв (рис. 2) и $T_e = 3 + 7$ кэв для твердой мишени. Указанный интервал значений T_e обусловлен недостаточной стабильностью повторения параметров излучения от опыта к опыту.

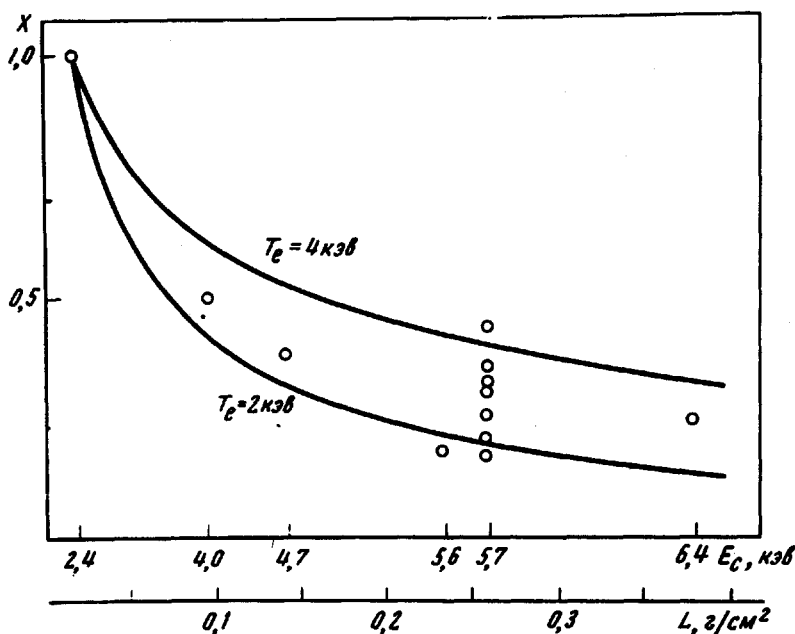


Рис. 2. Измеренные для плазмы в воздухе отношения X сигналов рентгеновского излучения от двух ФЭУ, один из которых закрыт фольгой толщиной $L = 0,02$ г/см², а толщина фольги на другом меняется в указанных пределах. На оси абсцисс указана также энергия отсечки E_c применявшихся фольг, соответствующая их оптической плотности, равной 1. Сплошными линиями даны теоретические зависимости, рассчитанные в предположении о тормозном спектре излучения плазмы

Сопоставление картины движения плазмы в воздухе (рис. 3) с осциллограммами лазерного импульса и рентгеновского сигнала (рис. 1, б) показывает, что плотная горячая плазма, эффективно поглощающая энергию лазерного луча и испускающая рентгеновское излучение, создается в волне ионизации. Волна ионизации возникает на расстоянии ≈ 1 см от фокальной плоскости и бежит навстречу лучу по холодному газу в течение $\approx 0,1$ мксек с почти постоянной скоростью $u \approx 2 \cdot 10^7$ см/сек.

Задавшись параметрами плазмы в воздухе $T_e \approx 3 \cdot 10^7$ К, $n_e \approx 3,3 \cdot 10^{20}$ см⁻³, $n_i \approx 0,6 \cdot 10^{20}$ см⁻³ и $Z \approx 6 + 7$, можно оценить коэффициент поглощения вследствие обратного тормозного эффекта $\alpha \approx 10$ см⁻¹. Размер волны

α^{-1} близок к апертуре луча. Механизм электронной теплопроводности плазмы дает для скорости волны оценку $u \sim \alpha \chi_e = 6 \cdot 10^7$ см/сек. ($\chi_e = 6 \cdot 10^6$ см²/сек), что по порядку величины совпадает с экспериментом. Соответственно время поддержания электронной температуры в волне $t_e \sim (\alpha u)^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ сек на порядок меньше времени электрон-ионной термализации $\tau_{ei} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ сек. Это означает отрыв электронной температуры от ионной $T_e \sim 10^{-1} T_i$.

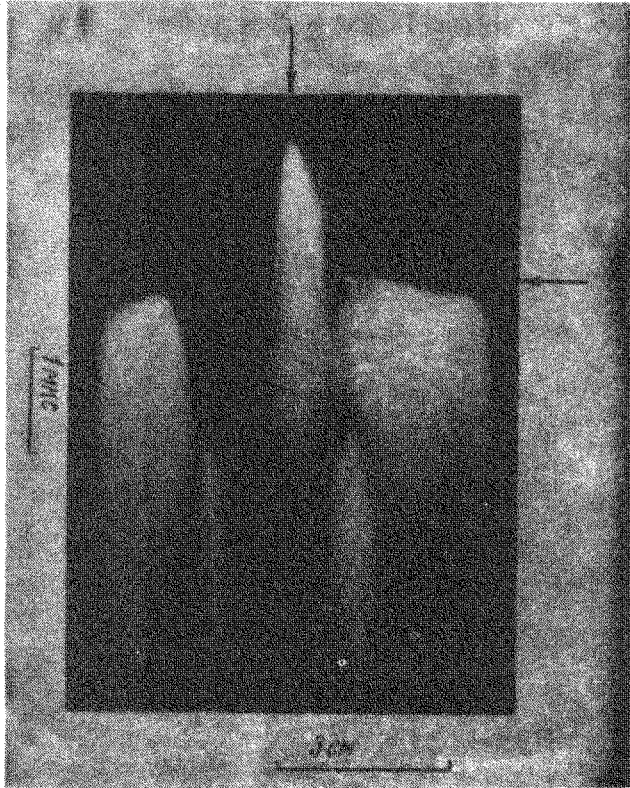


Рис. 3. Скоростная развертка свечения плазмы в воздухе. Горизонтальная стрелка указывает положение фокальной плоскости, вертикальная — направление лазерного луча. Под вертикальной стрелкой видна волна ионизации, поддерживаемая почти постоянной интенсивностью света (вследствие компенсации нарастанием амплитуды импульса увеличения апертуры луча от 1 до 3 мм). Волне ионизации предшествует стационарная плазма с поперечным размером ~ 1 мм, возникающая на участке импульса перед "включением" плазменного зеркала

Для поддержания электронной температуры $T_e \sim 3$ кэв в волне ионизации необходима интенсивность светового потока $I = n_e u \left(\frac{3}{2} k T_e \right) \sim (0,3 + 1) \cdot 10^{13}$ эв/см², которая существенно превышает величину $I_0 \sim 2 \cdot 10^{11}$ эв/см², оцененную по энергии, длительности импульса (рис. 1, б) и размеру апертуры луча на удалении от фокуса ~ 1 см. Таким обра-

зом, для объяснения полученных на опыте высоких значений T_e необходимо привлечение механизма типа самофокусировки вблизи движущейся волны ионизации¹⁾. Если, например, рассматривать самофокусировку на возбужденных атомах холодного газа [5], получающих возбуждение из набегающей на них волны ионизации, то характерным продольным размером зоны возбуждения, на котором набирается необходимое для самофокусировки приращение коэффициента преломления, является поперечник волны. Самофокусировка произойдет, если этот размер достаточно велик, что возможно только при больших длительностях импульсов излучения, когда плазма выходит далеко за каустику линзы. Сделанное предположение, во всяком случае, качественно объясняет факт отсутствия столь высоких электронных температур в опытах с такими же как у нас значениями f , l , но с короткими импульсами $t \sim 10 + 20$ нсек. Существенно также использование в наших опытах длиннофокусных линз с $f = 50$ см и $f = 75$ см. С линзой с $f = 30$ см эффект генерации гигантского импульса и рентгеновского сигнала в воздухе исчезал.

На твердой мишени процесс разогрева плазмы лазерным лучом до $T_e \approx 3 + 7$ кэв и генерация рентгеновского излучения идет в глубоком кратере ($\sim 0,5$ см за время импульса), ограничивающем разлет плазмы, что способствует достижению более высоких, чем в воздухе ионных температур. Об этом свидетельствует факт регистрации в наших опытах выхода нейтронов из плазмы на мишени из дейтерированного полиэтилена.

Таким образом, в настоящей работе при субмикросекундных длительностях импульсов излучения получены электронные температуры для газовой мишени на порядок выше, чем достигнутые ранее в лазерной искре [6], и значения T_e на твердой мишени примерно те же, что и в опытах с гигантскими лазерными импульсами наносекундной длительности [7].

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1974 г.

Литература

- [1] В.А.Батанов, И.А.Буфетов, С.Б.Гусев, Б.В.Ершов, П.И.Колисниченко, А.Н.Малков, Ю.П.Пименов, В.Б.Федоров. Квантовая электроника, №7, 1544, 1974.
- [2] Н.В.Карлов, В.М.Комиссаров, Г.П.Кузьмин, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 15, 95, 1972.
- [3] A. S. Alcock, P. P. Pashinin, S. A. Ramsden. Phys. Rev. Lett., 17, 528, 1966.

¹⁾Привлечение самофокусировки не нарушает приведенные выше оценки, так как, хотя высокая электронная температура "генерируется" в малом объеме, механизм электронной теплопроводности успевает прогревать весь размер волны α^{-1} .

- [4] J. A. Victoreen. *J. Appl. Phys.*, **20**, 1141, 1949.
- [5] Ф.В.Бункин, И.К.Красюк, В.М.Марченко, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. *ЖЭТФ*, **60**, 1326, 1971.
- [6] М.П.Ванюков, В.А.Венчиков, В.И.Исаенко, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 321, 1968.
- [7] Н.Г.Басов, Е.Г.Гамалий, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.И.Федотов. *Препринт ФИАН №15*, 1974.
-