

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ СВЕТА  
НА НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Г.А. Ш е р о з и я

1. В работе [1] путем измерения магнитного поля обнаружено генерирование давлением света тока на поверхности лазерной плазмы. В работах [2, 3] теоретически обосновано наличие эффекта увлечения при вынужденном тормозном поглощении фотонов электронами.

Очевидно, что особенно резко данное явление должно проявиться при больших мощностях лазерных импульсов. Очевидно также, что, по аналогии с Комптон-эффектом, явлением, сопутствующим эффекту увлечения, должно быть уширение в красную область спектральной линии рассеянного лазерного излучения.

Однако при перпендикулярном облучении поверхности плазмы эффект увлечения будет значительно ослаблен, т.к. под действием давления света электроны частично вдаются вглубь плазмы, возникнет поляризационное электрическое поле и импульс фотонов начнет передаваться всему плазменному сгустку. Поэтому эффект увлечения должен проявляться наиболее сильно в случае косоугольного облучения поверхности плазмы, когда разделение зарядов не возникает и возможно генерирование поверхностного тока.

Представляет интерес попытка прямого экспериментального измерения тока, генерируемого на поверхности лазерной плазмы, а также более подробное рассмотрение явлений, сопутствующих эффекту увлечения.

2. Эксперименты выполнены следующим образом. Лазерный импульс ( $\epsilon \approx 10$  Дж,  $\lambda = 1.06$  мкм,  $\tau \approx 40$  нс, излучение неполяризованное) фокусировался в пятно  $\approx 1$  см<sup>2</sup> на проводящую мишень, расположенную под углом к оси лазерного излучения. Значительные размеры пятна фокусировки гарантировали практическую плоскостность образующегося слоя плазмы. С помощью запоминающего осциллографа измерялось напряжение, возникающее вдоль мишени. Электроды для измерения напряжения расположены в плоскости лазерного луча и нормали к мишени.

3. При облучении медной пластины (20 x 50 мм<sup>2</sup>) был зарегистрирован импульс напряжения с длительностью 20–30 нс. Импульс регистрировался при косом падении лазерного излучения на пластину и во времени совпадал с моментом генерации лазера. Полярность сигнала соответствовала передаче тангенциальной составляющей импульса падающего излучения электронам (см. рис. 1,а). Исследование величины сигнала в зависимости от энергии и фокусировки лазерного излучения показало пороговый характер наблюдаемого явления (рис. 1,б). Сигнал регистрировался при плотностях мощности, соответствовавших образованию лазерной плазмы.

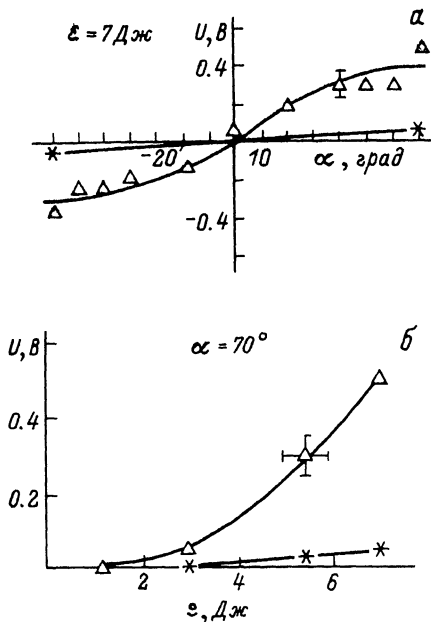


Рис. 1. а) Зависимость сигнала от угла падения излучения. ( $\Delta$  - пятно фокусировки  $3 \times 7 \text{ мм}^2$ , ширина облучаемой пластины 5 мм;  $*$  - пятно фокусировки  $5 \times 15 \text{ мм}^2$ , ширина пластины 20 мм). б) Зависимость сигнала от энергии падающего излучения (обозначения экспериментальных точек соответствуют рис. 1,а).

Аналогичные результаты были получены при использовании в качестве материала мишеней более десяти различных металлов.

4. Легко показать [1], что величину напряжения, генерируемого вдоль поверхности под действием тангенциальной составляющей силы давления света  $\frac{W}{c} \sin \beta$ , можно оценить как  $U \sim \frac{W \cdot \alpha \cdot \sin \beta}{n e c \delta b}$  (1), где  $W$  - мощность лазерного импульса,  $n$  - плотность электронов,  $\delta$  - глубина проникновения излучения в плазму,  $b$  - размер пятна фокусировки в направлении перпендикулярном к плоскости падения излучения,  $\beta$  - угол между нормалью к мишени и лазерным лучом,  $\alpha$  - коэффициент поглощения лазерного излучения. Так как плазма создавалась на проводящей поверхности, то ток, генерируемый на ней, будет замыкаться через скин-слой нижележащего металла с толщиной, определяющейся длительностью лазерного импульса. Отличие результатов при различных пятнах фокусировки (см. рис. 1) объясняется изменением параметра  $b$  и уменьшением влияния короткости через металл при уменьшении ширины облучаемой пластины. Для проверки изложенной картины и исключения влия-

ния закоротки через металл был выполнен следующий контрольный эксперимент. Была применена мишень, состоящая из фторопластовой пластины (3 мм), сжатой с двух сторон металлическими пластинами (10 мм). Лазерный луч фокусировался на торец сложной мишени в пятно диаметром около 10 мм, облучая одновременно и диэлектрик и электроды. Луч направлялся под углом  $60^\circ$  к плоскостям пластин, образующих мишень. Напряжение измерялось непосредственно между пластинами. Был зарегистрирован сигнал в 10 В. Сигнал менял полярность при изменении знака угла падения излучения.

Подчеркнем, что полярность зарегистрированного сигнала и ее зависимость от угла падения излучения на облучаемую поверхность не могут быть объяснены в рамках рассмотрения различных тепловых механизмов возникновения ЭДС. Отметим также, что большинство эффектов (кроме контактных), приводящих к возникновению термо ЭДС, либо являются потенциальными ( $\propto \nabla T$ ) и не могут привести к генерированию токов по замкнутому контуру, либо

обусловлены  $\frac{\partial B}{\partial t} \propto \nabla T \times \nabla n$ , и в этом случае для всех возмож-

ных вариантов  $\nabla T$  и  $\nabla n$  в сгустке лазерной плазмы линии тока образуют тороидальную поверхность [4]. Однако описанные выше эксперименты свидетельствуют о том, что линии тока образуют цилиндрическую поверхность, характерную для эффекта увлечения при наклонном облучении поверхности.

5. Оценим напряжение, которое может возникнуть вдоль поверхности лазерной плазмы за счет передачи импульса фотонов электронам при тормозном поглощении. В работах [5, 6] указывается, что для  $\lambda \sim 1$  мкм коэффициент тормозного поглощения при плотности мощности излучения  $q \sim 10^{15}$  Вт·см<sup>-2</sup> составляет  $\approx 30\%$ , а толщина поглощающего слоя не превышает 1 мкм ( $\delta \leq 1$  мкм). Тогда при размере пятна фокусировки  $b \sim 10^{-2}$ – $10^{-1}$  см для напряжения по формуле (1) получаем  $\mathcal{U} \sim 10^4$ – $10^5$  В, а для напряженности поля  $E \sim 10^6$  В·см<sup>-1</sup>. Очевидно, действие таких сил на поверхности плазмы (см. [7]) может обеспечить выполнение критерия „убегания“ электронов и явиться одной из причин появления сверхтепловых электронов. По-видимому, эффект увлечения может иметь место и в случае других механизмов поглощения фотонов электронами, а следовательно, при больших плотностях мощности лазеров ( $q > 10^{15}$  Вт·см<sup>-2</sup>) и при больших длинах волн ( $\lambda > 1$  мкм).

6. Очевидно, что протекание тока увлечения по поверхности плазмы должно приводить к красной Доплеровской сдвигке в спектре отраженного и рассеянного излучения, т.к. электроны, участвующие в рассеянии, в данном случае играют роль „удаляющегося отражающего зеркала“. В [3] получено выражение для тока увлечения, обусловленного тормозным поглощением, из которого при  $\alpha = 30\%$ ,  $\delta \sim 1$  мкм,  $T_e \sim 10^7$  К легко получить величину дрейфовой скорости электронов  $v_{gp} \sim 3 \cdot 10^{31} \frac{q\alpha}{n^2\delta}$ . Тогда, при  $q \sim 3 \cdot 10^{14}$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $\lambda \sim 1$  мкм получаем:  $v_{gp} \sim 3 \cdot 10^7$  см·с<sup>-1</sup>, а для красной сдвигки

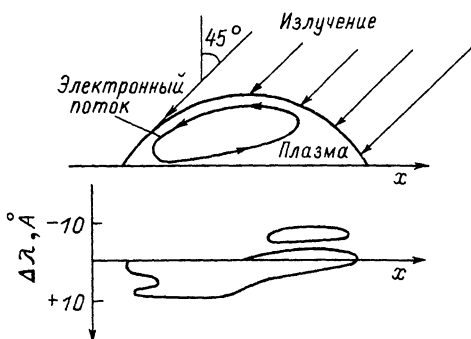


Рис. 2. Схема генерирования электронного потока и результат эксперимента [8] при острой фокусировке излучения на мишень.

$\Delta\lambda_+ \sim \frac{v_{gr}}{c} \lambda \sim 10 \text{ \AA}$ . Данное явление зарегистрировано в ряде работ [5, 8, 9]; обнаруженная величина сдвиги и уширения в красную область составила от нескольких ангстрем до десяти ангстрем. В [8] обнаружено, что при косом облучении мишени величина красной сдвиги возрастает. На рис. 2 показан результат, полученный авторами [8], и изображена схема эксперимента, позволяющая объяснить наблюдаемый результат генерированием электронного тока в зоне косого облучения поверхности плазмы. Очевидно, что по величине  $\frac{\Delta\lambda_+}{\lambda}$  может быть оценен вклад эффекта увлечения в общий коэффициент поглощения лазерного излучения, а также, что влияние данного явления должно увеличиваться при увеличении длины волны излучения [10]. Отметим, что, по-видимому, по форме длинноволнового хвоста спектральной линии рассеянного лазерного излучения может быть восстановлен вид энергетического распределения электронов, ускоренных под действием эффекта увлечения.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность Г.А. Аскарьяну за интерес к работе и полезные замечания, сотрудникам ИОФАН, ФИАН, ИФЗ АН СССР за участие в обсуждении результатов и их интерпретации, а также С.В. Горбунову и И.В. Постовскому за помощь в эксперименте.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д., Студенов В.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, № 4, с. 116-118.
- [2] Пашинин П.П., Федоров М.В. — ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 2(8), с. 454-462.
- [3] Пашинин П.П., Прохоров А.М. — Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, № 10, с. 687-689.

- [4] Л е б о И.Г. Спонтанные магнитные поля в сферических лазерных мишенях. - Препринт ФИАН, № 64, 1982.
- [5] Б л а ж е н к о в В.В., К и р к и н А.Н., К о н о н о в А.В. и др. - ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 1, с. 144-161.
- [6] З ы с и н Ю.А., А б р а м о в И.А., В о л е н к о В.В. и др. - ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 4(10), с. 1346-1358.
- [7] Ш е р о з и я Г.А. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 11, с. 564-567.
- [8] А р ц и м о в и ч В.Л., Г о р б у н о в Л.М., К а с ь я н о в Ю.С. - ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6, с. 2026-2032.
- [9] А л е к с а н д р о в В.В., Б р е н н е р М.В., К о в а л ь с к и й Н.Г., Л о б у р е в С.В., Р у б е н ч и к А.М. - ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 3, с. 781-789.
- [10] А к и м о в А.Е., Б а р а н о в В.Ю., К о з о ч к и н С.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 8, с. 381-383.

Поступило в Редакцию  
23 ноября 1987 г.  
В окончательной редакции  
14 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13 12 июля 1988 г.

### РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР С ВРМБ-ОВФ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А.А. К о в а л е в, Л.В. Л е в а ш к е в и ч,  
В.Г. И г н а т ь е в

Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию временных и пространственных характеристик излучения, проблема получения мощных наносекундных импульсов с предельно узкой диаграммой направленности излучения все еще актуальна.

Хорошо известно, что традиционно используемые на практике методы внутрирезонаторного сужения диаграммы направленности излучения, основанные на выделении одного поперечного типа колебаний, не обеспечивают высоких энергетических характеристик и, как правило, ведут к существенному снижению КПД лазерных устройств [1]. В последнее время для получения мощного высоконаправленного излучения широкое распространение получили лазерные системы, построенные по схеме генератор-усилитель и использующие явление вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) с обращением волнового фронта (ОВФ), обеспечивающего коррекцию волновых и пространственных характеристик излучения на стадии усиления [2].

В настоящей работе предлагается сравнительно простой метод получения последовательности мощных наносекундных импульсов с дифракционной расходимостью в лазерах с пассивными модуляторами