

[5] Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.

[6] Лифшиц Е.М., Гитаяевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.
В окончательной редакции
с 18 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2

26 января 1989 г.

02; 07

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИОННЫХ ПУЧКАХ ГАЛЛИЯ

Р.А. Ганеев, В.В. Горбушин,
И.А. Кулагин, Т. Усманов,
С.Т. Худайбергенов

Для создания оптических преобразователей частоты лазерного излучения в коротковолновой области спектра представляет интерес использование ионных сред [1, 2]. Данные среды обладают более высокими порогами оптического пробоя, широкими диапазонами прозрачности по сравнению с кристаллическими нелинейными средами, а также атомарными и молекулярными газообразными средами. Нелинейности ионных сред могут существенно превышать нелинейности атомарных сред из-за возможности достижения резонансных и квазирезонансных условий в более высокочастотных диапазонах. Кроме того, использование ионных пучков позволяет методами электронной оптики формировать оптимальные параметры по плотности и геометрии нелинейной среды.

В настоящей работе впервые исследована генерация гармоник лазерного излучения в ионных пучках, которые создавались жидкометаллическим источником (ЖМИ) ионов.

Для анализа генерации третьей гармоник (ГТГ) излучения неодимового лазера в ионах $Ga II$ были определены параметры ионной среды, ответственные за процесс преобразования. На основе вычисленных значений матричных элементов оператора дипольного момента были рассчитаны нелинейные восприимчивости третьего порядка, ответственные за ГТГ ($\chi^{(3)}(3\omega)$), а также за самовоздействие основного излучения ($\chi^{(3)}(\omega)$) и за воздействие основного излучения на фазу генерируемой волны ($\chi^{(3)}(3\omega, \omega)$). Значения этих нелинейных восприимчивостей для иона $Ga II$, находящегося в основном состоянии $4s^2 2S$, для длины волны излучения неодимового лазера на фосфатном стекле ($\lambda = 1054$ нм) приведены в таблице.

Состояние	$4s^2 \ ^1S$	$5p^1 \ ^1P^o$	$6p^1 \ ^1P^o$	$6d^1 \ ^1D$	$5f^1 \ ^1F^o$
Нелинейность (ед. СГСЭ)	$\times 10^{-37}$	$\times 10^{-31}$	$\times 10^{-30}$	$\times 10^{-30}$	$\times 10^{-31}$
$\chi^{(3)}(3\omega)$	2.4	-5.1	-35.0	3.5	-2.0
$\chi_K^{(3)}(\omega)$	5.2	-77.6	12.7	-11.8	4.1
$\chi_K^{(3)}(3\omega, \omega)$	14.4	78.2	-0.54	-1.7	17.1

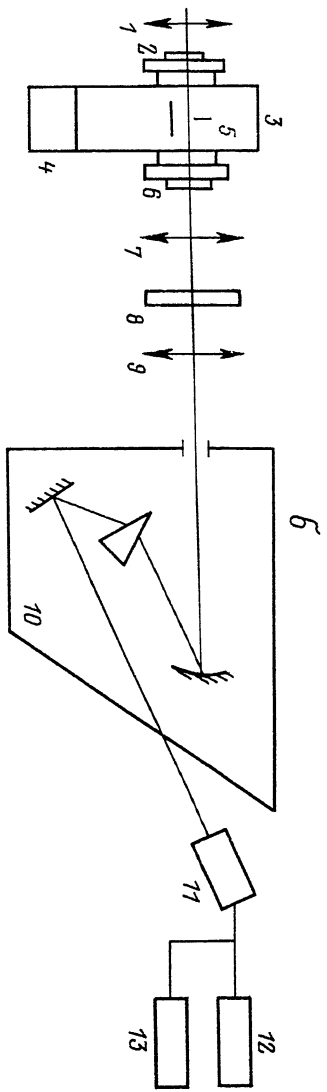
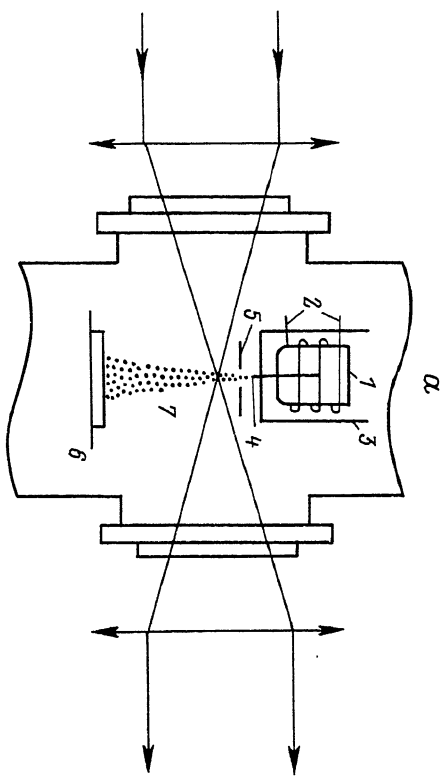
В эксперименте производилось утроение частоты излучения пикосекундного лазера на неодимовом фосфатном стекле. Выходные характеристики излучения лазера были следующими: энергия импульса - 15 мДж, длительность импульса - 8 пс, длина волны излучения - 1054 нм, частота повторения - 0,2 Гц.

Излучение фокусировалось линзами с различными фокусными расстояниями в вакуумную камеру с ЖМИ [3] ионов галлия (см. рисунок, а). ЖМИ состоял из графитового тигля (1), который заправлялся галлием, нагревателя (2) и в кожухе (3), вольфрамовой иглы (4) и экстрактора (5) с коллектором (6). При нагреве тигля галлий расплавлялся и смачивал вольфрамовую иглу ($\varnothing = 200$ мкм), которая вводилась в тигель. Далее на нее подавался высокий положительный потенциал ($2 \div 10$ кВ) относительно вытягивающего электрода (экстрактора). Расстояние между экстрактором и острием иглы составляло 1-2 мм. Порог автоионной эмиссии составлял 1,6-3 кВ. Величина тока на коллектор достигала 100 мкА. При работе ЖМИ вблизи острия наблюдалось фиолетовое свечение, связанное с появлением возбужденных ионов. По масс-спектрометрическому анализу ионного пучка однократно заряженные ионы составляли $\sim 95\%$ (остаток - двукратно заряженные ионы и кластеры).

Процесс преобразования частоты осуществлялся в зоне взаимодействия сфокусированного лазерного пучка и ионного пучка, распространяющихся перпендикулярно друг другу, на расстоянии ~ 1 мм от экстрактора. Изучение накачки и преобразованное излучение выводились из камеры через выходное окно (см. рисунок, б). Далее излучение накачки отфильтровывалось фильтром (8) УФС-2, а преобразованное излучение направлялось в спектрограф (10) и регистрировалось фотоэлектронным умножителем (11). Сигнал выводился на цифровой вольтметр (12) и осциллограф (13).

а) Схема ЖМИ. 1 - тигель, 2 - нагреватель, 3 - кожух, 4 - вольфрамовая игла, 5 - вытягивающий электрод (экстрактор), 6 - коллектор с люминофором, 7 - ионный пучок.

б) Схема эксперимента по генерации гармоник в ионном пучке галлия. 1, 7, 9 - линзы, 2 - входное окно камеры с ЖМИ, 3 - камера, 4 - система откачки, 5 - ЖМИ, 6 - выходное кварцевое окно, 8 - фильтр УФС-2, 10 - спектрограф ИСП-30, 11 - ФЭУ-106, 12 - импульсный вольтметр В4-17, 13 - запоминающий осциллограф С8-13.



Экспериментальная установка позволяла получать в зоне взаимодействия лазерного и ионного пучков интенсивность лазерного излучения до $4 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Были исследованы зависимости величины излучения третьей гармоники ($\lambda = 351.7$ нм) от плотности мощности излучения накачки и ионного тока. При плотности мощности излучения накачки $W \approx 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и величине тока ионов ~ 40 мкА наблюдалась искра вблизи экстрактора, которая сопровождалась броском ионного тока. Согласно оценкам, ионизация ионов Ga II должна наблюдаться при $W \geq 10^{14}$ Вт/см². За снижение этой величины, по-видимому, ответственен тот факт, что, как отмечалось выше, часть ионов находилась в возбужденном состоянии. Этому могла способствовать и близость экстрактора к зоне взаимодействия.

Абсолютная калибровка системы регистрации осуществлялась с помощью излучения третьей гармоники, генерируемого в кристаллах КДР. Максимальная эффективность ГТГ в пучках ионов галлия составила $\sim 10^{-7}$ при концентрации ионов в зоне взаимодействия $\sim 10^{10}$ см⁻³. Из анализа процесса ГТГ на основе рассчитанных значений нелинейных восприимчивостей следует, что при столь низких концентрациях ионов галлия сколько-нибудь заметного преобразования в зоне взаимодействия не должно происходить. Возникает вопрос о механизме ГТГ.

Увеличение эффективности нелинейного взаимодействия можно объяснить тем, что часть ионов галлия находится в возбужденных состояниях. Нелинейности возбужденных ионов на несколько порядков превышают нелинейности невозбужденных ионов (см. таблицу), и присутствие небольшой доли возбужденных частиц в пучке (2-3%) может повысить величину нелинейности $\chi^{(3)}(3\omega)$, приходящуюся на один ион, до $\sim 10^{-30}$ ед. СГСЭ. Величина нелинейности существенным образом зависит от вида функции распределения населенности возбужденных состояний, т.е. определяется механизмами возбуждения и релаксации ионной среды. Оцененное на основе экспериментальных данных значение нелинейной восприимчивости, ответственной за ГТГ, составило $\sim 10^{-29} - 10^{-30}$ ед. СГСЭ. Отметим, что в [4] было показано, что наличие возбужденных состояний в плазме лазерного пробоя газа приводит к возрастанию нелинейной восприимчивости.

Таким образом, проведенные исследования показали возможность использования ионных пучков в качестве нелинейных сред для процессов преобразования частоты лазерного излучения. Следует отметить, что к настоящему времени методами электронной оптики достигнуты концентрации ионов в пучке ЖМИ $\sim 10^{19}$ см⁻³ [5]. Наличие возбужденного компонента в ионных пучках позволяет значительно снижать величины интенсивности основного излучения и плотности нелинейной среды, при которых эффективность преобразования становится существенной. При достижении оптимальных условий эффективность преобразования может как увеличиваться, так и уменьшаться с ростом возбуждения среды [6]. Последнее определяется соотношением темпов изменения нелинейных восприимчивостей, ответственных за процесс преобразования, керровских нелинейных вос-

примчивостей, линейных восприимчивостей и вероятности многофотонной ионизации. В связи с этим, оптимизация процессов преобразования частоты в пучках возбужденных ионов является интересной задачей.

Авторы выражают благодарность за предоставленный образец ЖМИ Н.Х. Джемилеву и Р. Курбанову.

Л и т е р а т у р а

- [1] H a r r i s S.E. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. N. 6. P. 341-344.
- [2] Лебедев В.В., Плясуля В.М. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 1. С. 127-132.
- [3] Дудников В.Г., Шабалин А.Л. // ПТЭ. 1986. №5. С. 149-152.
- [4] Гладков С.М., Коротеев Н.И., Рычев М.В., Штенцель О. // Письма в ЖЭТФ, 1986. Т. 43. В. 5. С. 227-229.
- [5] B r o w n W., V e n k a t e s a n T., W a g n e r A. // Nuclear instruments and methods. 1981. V. 191. P. 157-168.
- [6] Кулагин И.А., Усманов Т. Препринт ИЭ АН УзССР, № 1, Ташкент, 1987. 20 с.

Институт электроники
им. У.А. Арифова АН УзССР,
Ташкент

Поступило в Редакцию
22 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 2

26 января 1989 г.

04

ОСИЛЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ УДАРНО-НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА

Г.К. Т у м а к а е в, З.А. С т е п а н о в а

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал [1-6], указывающий на аномальное, не укладывающееся в рамки сложившихся представлений, поведение плазмы одноатомных газов в потоке за фронтом ударной волны. Аномалии, отличающиеся друг от друга условиями возникновения и формами проявления (флуктуация светимости, нарушение газодинамической устойчивости течения и т.д.), наблюдаются в широком диапазоне изменения чисел Маха падающих ударных волн. В ксеноне - при $M \sim 8.3-30$, в аргоне $M \sim 10.5-32$. На основании анализа характерных особенностей наблюдаемых аномалий выделены [7] четыре группы (типа) явлений.