

Особенности усиления одиночной гармоники при генерации высших гармоник в плазме арсенида галлия

Р.А.Ганеев, Х.Сингхал, П.А.Наик, П.Д.Гупта

Представлены результаты исследования особенностей усиления интенсивности одиночной гармоники (27-я гармоника, $\lambda = 29.4$ нм) излучения фемтосекундного лазера при преобразовании частоты лазерного излучения в плазме арсенида галлия. Исследовано влияние различных параметров экспериментов (интенсивности пикосекундного греющего импульса, задержки между пикосекундным и фемтосекундным импульсами, расстояния между осью лазерного пучка и мишенью и т. д.) на эффективность резонансного процесса генерации одиночной гармоники. Показано, что усиление одиночной гармоники имело резонансный характер при подстройке частоты излучения 27-й гармоники к частоте соответствующего перехода однозарядного иона GaAs с большой силой осциллятора.

Ключевые слова: генерация гармоник, лазерная плазма, арсенид галлия.

1. Введение

Генерация высших гармоник (ГВГ) в газовых импульсных струях с использованием лазерных УКИ является в настоящее время стандартным методом получения когерентного излучения в дальней УФ области спектра (3–50 нм) [1]. В то же время это излучение не нашло широкого практического применения, поскольку эффективность преобразования в высшие гармоники к настоящему времени остается еще достаточно низкой (10^{-5}). Для ее повышения предпринимались различные усилия, связанные, в частности, с созданием фазового согласования волн накачки и гармоник в заполненных газом волноводах (см., напр., работу [2] и ссылки в ней). Другой подход, который рассматривался теоретически различными авторами, связан с возможностью увеличения интенсивности гармоник с использованием атомных резонансов [3–6].

ГВГ может реализовываться не только в газовых струях, но и при прохождении излучения через лазерную плазму, создаваемую на поверхности твердых мишеней [7–9]. Эта методика представляется наиболее перспективной с точки зрения создания резонансных условий усиления гармоник, поскольку число веществ, которые могут быть использованы в процессе ГВГ гораздо больше числа газов, пригодных для ГВГ. Недавно подобное увеличение интенсивности одиночной гармоники в платообразной области распределения высших гармоник наблюдалось в плазме индия [10]. Интенсивность 13-й гармоники ($\lambda = 61.2$ нм) излучения титан-сапфирового лазера ($\lambda = 795$ нм), генерируемой в индиевой плазме, почти на два порядка превысила интенсивности соседних гармоник. Резонансная природа роста эффективности этого процесса была подтверждена путем вариации спектра преобразуемого излучения, когда при выходе его из резонанса с переходом $4d^{10} 5s^2 1S_0 \rightarrow 4d^9 5s^2 5p(^2D) 1P_1$ однократно за-

ряженного иона индия наблюдалось существенное снижение интенсивности 13-й гармоники. Эти исследования продемонстрировали возможность генерации практически монохроматического излучения в области частот высших гармоник при взаимодействии фемтосекундного излучения со специально подготовленной плазмой. Подобный подход открывает новые пути создания эффективного источника одиночной гармоники в дальней УФ области спектра.

В работе [10] длины волн гармоник варьировались путем изменения длины волны преобразуемого излучения. Более простой путь экспресс-анализа влияния спектральной перестройки на ГВГ предложен в работах [11, 12], где перестройка длины волны гармоники осуществлялась путем изменения чирпа лазерного излучения, т. е. путем перераспределения спектра вдоль импульса без изменения его спектрального состава.

Ниже представлены результаты исследования особенностей усиления интенсивности 27-й гармоники ($\lambda = 29.4$ нм) излучения фемтосекундного лазера при преобразовании частоты лазерного излучения в плазме арсенида галлия. Ранее резонансное усиление одиночной гармоники в плазме арсенида галлия наблюдалось в работе [13]. Ниже приведены результаты экспериментов по генерации гармоник в лазерной плазме, образованной на поверхности арсенида галлия, цель которых – более детальное исследование этого процесса, и рассмотрены особенности резонансного роста интенсивности одиночной гармоники в разных условиях. Представлены различные характеристики процесса ГВГ и его зависимости от параметров лазерного излучения, как преобразуемого, так и создающего плазму.

2. Экспериментальная установка

Исследования были проведены с использованием коммерческого титан-сапфирового лазера, работающего в режиме усиления чирпированных импульсов (Thales Lasers S.A.). Часть не подвергавшегося компрессии излучения (длительность импульса $t = 300$ пс, энергия импульса $E = 30$ мДж, длина волны $\lambda = 793$ нм, частота следования импульсов $f = 10$ Гц) использовалась в качестве предимпульса, со-

Р.А.Ганеев. НПО «Академприбор» АН РУ, Узбекистан, 700125 Ташкент, Академгородок; e-mail: r_ganeev@issp.u-tokyo.ac.jp
H.Singhal, P.A.Naik, P.D.Gupta. Laser Plasma Division, Raja Ramanna Centre for Advanced Technology, Indore 452013, India

Поступила в редакцию 13 декабря 2006 г., после доработки – 19 февраля 2007 г.

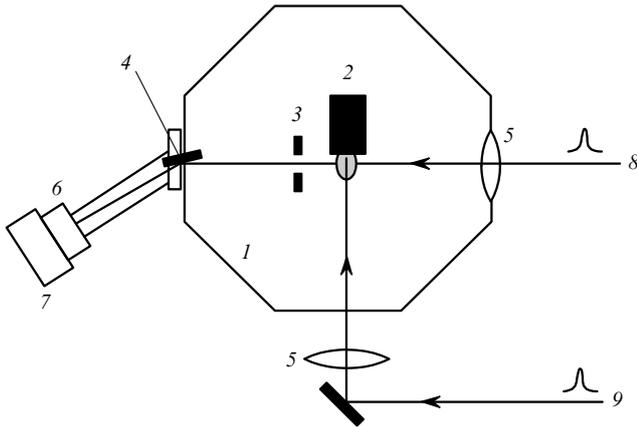


Рис.1. Схема экспериментальной установки для ГВГ в плазме GaAs: 1 – вакуумная камера; 2 – мишень; 3 – щель спектрометра; 4 – дифракционная решетка; 5 – фокусирующие линзы; 6 – микроканальная пластина; 7 – ПЗС-камера; 8 – фемтосекундный импульс; 9 – пикосекундный импульс.

здающего лазерную плазму на поверхности GaAs (рис.1). Диаметр пятна фокусировки излучения предимпульса на поверхности мишени составлял 600 мкм. Интенсивность предимпульса на поверхности мишени I_{pp} варьировалась в диапазоне $5 \times 10^9 - 9 \times 10^{10}$ Вт/см². Создаваемая в этих условиях плазма состояла в основном из нейтральных частиц и однократно заряженных ионов GaAs. После некоторой задержки (20–50 нс) основной (сжатый) лазерный импульс ($t = 50$ фс, $E = 120$ мДж, $\lambda = 793$ нм, спектральная ширина импульса 19 нм) фокусировался в плазму.

Максимальная интенсивность фемтосекундного излучения в фокальной области I_{fp} достигала 4×10^{17} Вт/см². Она значительно превышала интенсивность туннельной ионизации однократно заряженных ионов GaAs, что приводило к нарушению оптимальных условий для ГВГ. Поэтому условия фокусировки фемтосекундного пучка относительно области плазменного факела подбирались таким образом, чтобы при фокусировке за или перед плазменным факелом интенсивность излучения в области плазмы находилась в пределах $2 \times 10^{14} - 8 \times 10^{15}$ Вт/см². Излучение высших гармоник анализировалось с помощью рентгеновского спектрометра с решеткой скользящего падения (Hitachi, 1200 штр./мм). Спектр в дальней УФ области регистрировался микроканальной пластиной и ПЗС-камерой. Спектральные характеристики лазерной плазмы в видимом и ближнем УФ диапазонах анализировались спектрометром USB2000. В качестве мишеней использовались нелегированные пластины арсенида галлия толщиной 1 мм.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Поскольку первые наблюдения резонансного усиления 27-й гармоники в плазме арсенида галлия [13] показали важность учета различных экспериментальных параметров на рост эффективности генерации одиночной гармоники, ниже мы сконцентрируемся на анализе этой эффективности с учетом различных характеристик лазерного излучения и экспериментальной схемы.

Как показали результаты последних исследований [9, 10], оптимизация характеристик плазмы позволяет по-

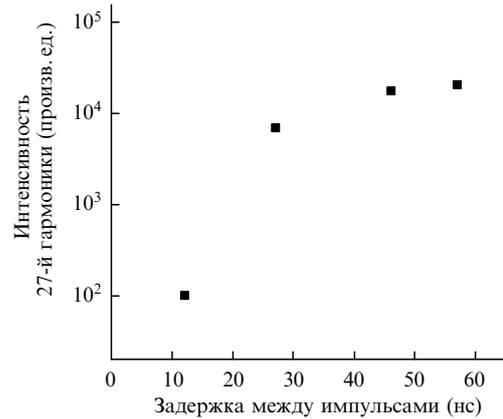


Рис.2. Зависимость интенсивности 27-й гармоники от задержки между пикосекундным предимпульсом и фемтосекундным импульсом.

высить эффективность ГВГ. В частности, слабо возбужденная плазма обладает рядом привлекательных свойств по сравнению с перевозбужденной плазмой, ранее использовавшейся для ГВГ [8]. Такой подход к созданию «оптимальной» плазмы уже позволил повысить как эффективность преобразования в высшие гармоники, так и предельно высокий порядок генерируемых гармоник [14, 15].

Исследования влияния задержки между импульсами длительностью 300 пс и 50 фс на эффективность преобразования в гармоники в плазме GaAs (рис.2) показали, что эффективность нелинейного процесса начинает значительно увеличиваться при задержке, превышающей 20 нс, и затем остается примерно постоянной до максимальных значений задержки, использовавшихся в этих экспериментах (57 нс). С ростом интенсивности греющего предимпульса ($I_{pp} > 1 \times 10^{10}$ Вт/см²) наблюдалось значительное уменьшение эффективности преобразования в гармоники, что было связано с генерацией многократно заряженных ионов и самодефокусировкой фемтосекундного излучения под действием избытка свободных электронов в плазме GaAs (рис.3).

Мы исследовали влияние положения оси фемтосекундного пучка относительно мишени на эффективность преобразования в высшие гармоники. Оптимальные условия преобразования при задержке 30 нс реализовывались на расстоянии 100–150 мкм от оси до поверхности ми-

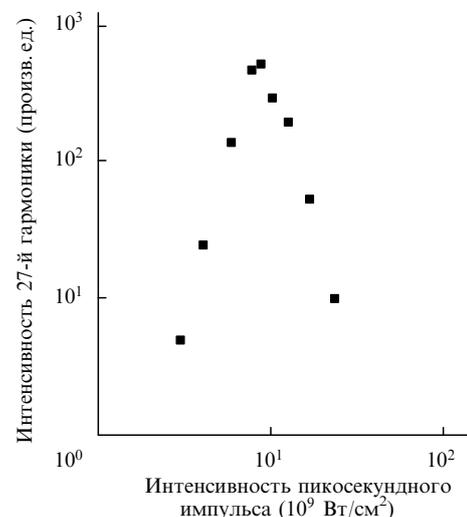


Рис.3. Зависимость интенсивности 27-й гармоники от интенсивности пикосекундного импульса.

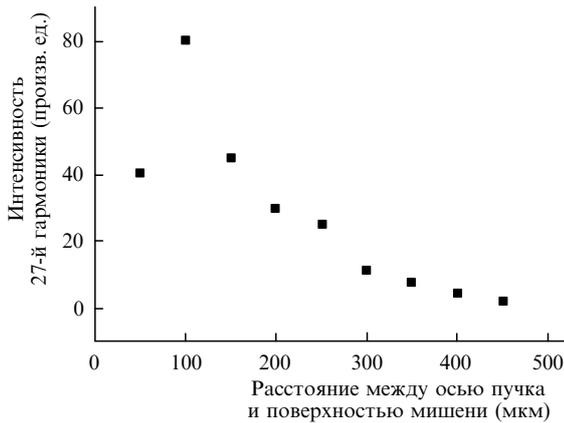


Рис. 4. Зависимость интенсивности 27-й гармоники от расстояния между оптической осью фемтосекундного пучка и поверхностью мишени.

шени (рис. 4). Это расстояние зависело как от номера генерируемой гармоники, так и (в большей степени) от задержки между субнаносекундным и фемтосекундным импульсами.

Интенсивность 27-й гармоники в шесть раз превышала интенсивность соседних гармоник в области платообразного распределения гармоник преобразованного излучения [13]. На рис. 5 приведена фотография спектрального распределения гармоник в интересующей нас области спектра. Для сравнения на рис. 6 приведено спектральное распределение гармоник, полученное в плазме, созданной на поверхности мышьяка. Видно, что в этом случае, как и в плазме GaAs, наблюдается усиление той же гармоники. Из этого следует сделать вывод, что усиление одиночной гармоники в плазме GaAs связано с резонансным ростом нелинейной восприимчивости 27-й гармоники, обусловленным близостью длины волны гармоники к длине волны резонансного перехода мышьяка.

Далее мы приводим результаты исследования ГВГ при взаимодействии плазмы с chirпированными импульсами, т. е. излучением с неоднородным распределением спектра вдоль импульса. Chирп лазерного излучения варьировался путем изменения расстояния между дифракционными решетками компрессора. Уменьшение этого рас-

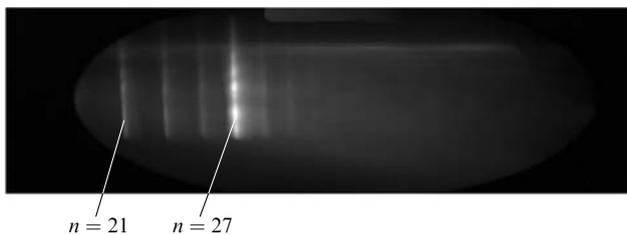


Рис. 5. Спектр излучения гармоник из лазерной плазмы GaAs (n – номер гармоники).

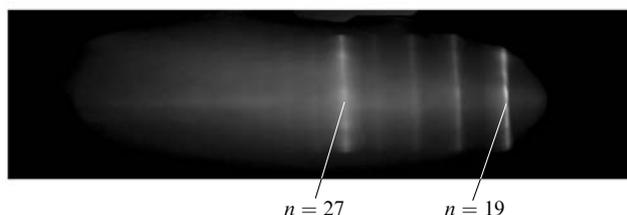


Рис. 6. Спектр излучения гармоник из лазерной плазмы As (n – номер гармоники).

стояния приводило к появлению на выходе из компрессора импульсов с положительным chirпом, и наоборот, увеличение его вело к появлению импульсов с отрицательным chirпом.

Изменение chirпа лазерных импульсов обуславливало значительные вариации распределения гармоник, генерируемых в плазме арсенида галлия. В этих экспериментах энергия импульсов оставалась неизменной, в то время как их интенсивность снижалась с увеличением величины chirпа и, следовательно, длительности импульса. В случае, когда импульсы лазерного излучения были не chirпированы, наблюдалась платообразная картина распределения высших гармоник с небольшим снижением интенсивности каждой последующей гармоники (рис. 7, распределение гармоник для не chirпированных импульсов длительностью 50 фс [13]). Однако для импульсов с положительным chirпом наблюдался сдвиг гармоник в длинноволновую сторону. Более того, в этом случае мы наблюдали значительное увеличение интенсивности 27-й гармоники ($\lambda = 29.4$ нм) по сравнению с интенсивностями соседних гармоник (рис. 7, распределение гармоник для импульсов длительностью 90 и 130 фс с положительным chirпом). Интенсивность 27-й гармоники при определенном (положительном) chirпе лазерного импульса (соответствующем увеличению длительности импульса с 50 до 130 фс), как уже отмечалось, в шесть раз превышала интенсивность соседних гармоник в области плато. Для импульсов с отрицательным chirпом, как и для не chirпированных импульсов, никаких особенностей в распределении интенсивности гармоник не наблюдалось (рис. 7, распределение гармоник для импульсов длительностью 150 фс с отрицательным chirпом).

Подобный эффект может быть объяснен, если рассматривать изменение распределения спектра chirпированного лазерного импульса. При относительно малых интенсивностях, на начальном этапе прохождения переднего фронта импульса, создаются условия преобразования излучения в гармоники. При превышении интенсивностью определенного значения (характерного для каждой мишени и определяемого потенциалом туннельной ионизации однократно заряженных ионов) условия ГВГ вдоль импульса, как отмечалось выше, существенно ухудшаются. Изменяя chirп лазерных импульсов, мы из-

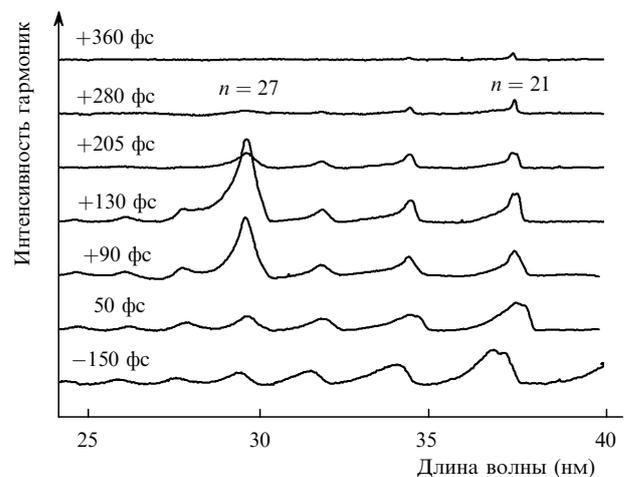


Рис. 7. Вариации спектра гармоник для импульсов с различным chirпом. Кривые сдвинуты по оси интенсивностей во избежание наложения их друг на друга. Около каждой кривой указаны знак chirпа и длительность лазерного импульса (n – номер гармоники).

меняем спектральные компоненты, присутствующие в передней части импульса. Для нечирпированного излучения в передней части импульса представлено одинаковое число как длинноволновых, так и коротковолновых спектральных компонент лазерного излучения. В то же время для излучения с положительным чирпом в передней части импульсов сконцентрированы длинноволновые составляющие, которые в основном и участвуют в процессе преобразования. Это приводит к изменению длины волны гармоник (по сравнению со случаем нечирпированных импульсов), что, в свою очередь, позволяет достигать в ряде случаев (при использовании определенных плазменных сред) условий резонансного увеличения интенсивности одной какой-либо гармоники при совпадении длины волны этой гармоники с длиной волны атомного либо ионного перехода с большой силой осциллятора.

Ряд экспериментальных зависимостей (таких как зависимости интенсивности гармоник от положения точки фокусировки лазерного пучка, размеров плазмы и интенсивности излучения) указывает на то, что наблюдавшиеся резонансные особенности связаны с коллективным характером протекания ГВГ. Анализ этих процессов, связанных с особенностями фазовых соотношений волн лазерного излучения и гармоник, должен включать в себя учет влияния пространственной и временной неоднородностей преобразуемого излучения. К факторам, приводящим к росту интенсивностей отдельных гармоник, следует отнести также и процессы, связанные с различием фазового синхронизма для разных гармоник. Фазовая расстройка ($\Delta k = nk_1 - k_n$, где k_n – волновое число n -й гармоники) изменяется по мере прохождения лазерного импульса через плазменный факел вследствие сопутствующей этому процессу дальнейшей ионизации нелинейной среды. Согласно теоретическим оценкам, при одинаковой концентрации частиц в плазме фазовая расстройка, вызванная влиянием свободных электронов, для гармоник в районе плато на один-два порядка превышает расстройку, обусловленную влиянием атомов и однозарядных ионов. В резонансных условиях, когда частота какой-либо гармоники становится близкой к частоте атомных переходов с внутренних оболочек, вариации волнового числа этой гармоники, обусловленные влиянием атомов, могут достигать значительных величин, и при этом влияние свободных электронов может компенсироваться. В подобных условиях возможно обеспечение оптимальных фазовых соотношений для одной гармоники, что должно привести к росту эффективности преобразования только для этой гармоники.

4. Заключение

В настоящей работе проанализированы особенности генерации резонансно усиленной 27-й гармоники в плазме арсенида галлия. Исследования показали важность оптимизации параметров лазерного излучения (как гре-

ющего пикосекундного, так и преобразуемого фемтосекундного) наряду с параметрами лазерной плазмы.

В экспериментах наблюдалось значительное увеличение интенсивности 27-й гармоники ($\lambda = 29.4$ нм) при преобразовании фемтосекундного излучения с положительным чирпом. Показано, что усиление одиночной гармоники имело резонансный характер. Подстройка гармоник излучения к соответствующему переходу однозарядного иона GaAs с большой силой осциллятора осуществлялась путем изменения чирпа фемтосекундного излучения. Приведены результаты исследования влияния мышьяка на наблюдавшееся шестикратное увеличение интенсивности 27-й гармоники в плазме GaAs, по сравнению с интенсивностью соседних гармоник в области плато. Отмечено определяющее влияние ионов мышьяка на этот процесс.

Проведенные эксперименты, наряду с результатами исследования резонансного усиления одиночной гармоники в плазме GaAs [13], указывают на важность учета целого комплекса параметров эксперимента для достижения предельных эффективностей генерации одиночных гармоник.

Авторы благодарят U.Chakravarty, V.Arora, J.A.Chakera, M.Raghuramaiah, R.A.Khan, S.R.Kumbhare и R.P.Kushwaha за их помощь в проведении экспериментов. Р.А.Ганеев благодарит Центр передовой технологии (Raja Ramanna Centre for Advanced Technology (Indore, India)) за приглашение принять участие в этих исследованиях и финансовую поддержку.

- Gibson E.A., Paul A., Wagner N., Tobey R., Gaudiosi D., Baskus S., Christov I.P., Aquila A., Gullikson E.M., Attwood D.T., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Science*, **302**, 95 (2003).
- Kazamias S., Douillet D., Weihe F., Valentin C., Rousse A., Sebban S., Grillon G., Auge F., Hulin D., Balcou P. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 193901 (2003).
- Figueira de Morisson Faria C., Kopold R., Becker W., Rost J.M. *Phys. Rev. A*, **65**, 023404 (2002).
- Gaarde M.B., Schafer K.J. *Phys. Rev. A*, **64**, 013820 (2001).
- Milošević D.B., Becker W. *Phys. Rev. A*, **66**, 063417 (2002).
- Taieb R., Vénier V., Wassaf J., Maquet A. *Phys. Rev. A*, **68**, 033403 (2003).
- Гладков С.М., Коротеев Н.И. *УФН*, **160**, 105 (1990).
- Wahlström C.-G., Borgström S., Larsson J., Pettersson S.-G. *Phys. Rev. A*, **51**, 585 (1995).
- Ganeev R.A., Suzuki M., Baba M., Kuroda H. *Appl. Phys. B*, **81**, 1081 (2005).
- Ganeev R.A., Suzuki M., Baba M., Kuroda H., Ozaki T. *Opt. Lett.*, **31**, 1699 (2006).
- Chang Z., Rundquist A., Wang H., Christov I., Kapteyn H.C., Murnane M.M. *Phys. Rev. A*, **58**, R30 (1998).
- Kim H.T., Lee D.G., Hong K.-H., Kim J.-H., Choi I.W., Nam C.N. *Phys. Rev. A*, **67**, 051801(R) (2003).
- Ganeev R.A., Singhal H., Naik P.A., Arora V., Chakravarty U., Chakera J.A., Khan R.A., Redkin P.V., Raghuramaiah M., Gupta P.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 2535 (2006).
- Ganeev R., Suzuki M., Baba M., Kuroda H., Ozaki T. *Opt. Lett.*, **30**, 768 (2005).
- Ganeev R.A., Baba M., Suzuki M., Kuroda H. *Phys. Lett. A*, **339**, 103 (2005).