

07

Плавная перестройка частоты излучения пикосекундного лазера на неодимовом стекле в ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра

© Р.А. Ганеев, Т. Усманов

Научно-производственное объединение "Академприбор" АН Узбекистана,
700143 Ташкент, Узбекистан

(Поступило в Редакцию 24 октября 1996 г.)

Представлены результаты исследования плавной перестройки частоты излучения неодимового лазера в ультрафиолетовом и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах. Получена генерация суммарной частоты волны второй гармоники и излучения параметрического генератора света в УФ области (338–366 nm). Исследуются оптимальные условия перестройки УФ излучения в диапазон 113.5–117.0 nm в процессах генерации третьей гармоники в ксеноне и его смесях с другими газами. В исследованном вакуумном УФ диапазоне реализованы ее эффективность $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ и область перестройки $> 2600 \text{ cm}^{-1}$.

Введение

Для различных задач спектроскопии атомов и молекул, биологии, управляемого термоядерного синтеза, лазерного разделения изотопов, нелинейной спектроскопии высоколежащих состояний, лазерной химии и др. требуются источники плавно перестраиваемого (в диапазоне сотен обратных сантиметров) когерентного ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучений. Поскольку число перестраиваемых источников излучения в этих диапазонах, основанных на прямом лазерном генерировании, еще крайне незначительно, то здесь используют методы нелинейно-оптического преобразования излучения из других, уже достаточно хорошо разработанных областей спектра. Достижения в получении перестраиваемого УФ и ВУФ излучения на основе нерезонансной генерации гармоник и смещения частот связаны с разработкой мощных лазерных систем с длиной волны в районе $1 \mu\text{m}$ и использованием кристаллических параметрических генераторов света (ПГС) и инертных газов в качестве нелинейных сред.

Высокие интенсивности излучения плавно перестраиваемых ПГС в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, полученные к настоящему времени с использованием излучения мощных широкоапертурных лазеров на неодимовом стекле [1], позволяют эффективно преобразовывать его в УФ диапазон. Перестраиваемое в УФ диапазоне когерентное излучение может быть получено либо суммированием частот излучения ПГС и второй гармоники лазеров на неодимовом стекле, либо удвоением частоты второй гармоники излучения ПГС [2,3]. Использование преимуществ каскадной генерации гармоник в сочетании с широким диапазоном перестройки ПГС позволило создать с помощью первой схемы преобразования источники мощного плавно перестраиваемого излучения в УФ диапазоне. Разработанные к настоящему времени методы формирования оптимальных пучков в разных каналах [4,5] привели к дальнейшему росту эффективности преобразования наносекундных импульсов в УФ диапазон.

ПГС выгодно отличаются от других источников перестраиваемого по частоте излучения (полупроводниковых лазеров, лазеров на красителях и центрах окраски) большой выходной энергией и широким диапазоном перестройки. Здесь важной остается проблема энергетической эффективности пикосекундных ПГС, повышение их выходных энергий для дальнейшего эффективного преобразования в УФ и ВУФ диапазоны спектра. С этой точки зрения необходимо детальное исследование факторов, ограничивающих эффективность перекачки излучения неодимового лазера как одного из наиболее подходящих и хорошо разработанных источников мощного пикосекундного излучения в гармоники и параметрические волны, проанализировать вопросы сужения спектральной линии параметрических волн и уменьшения расходимости излучения ПГС. Наряду с этим необходимо проанализировать факторы, ограничивающие смещение параметрических волн и излучения гармоник.

Генерация ВУФ излучения, перестраиваемого вблизи $\lambda = 118.2 \text{ nm}$ (девятая гармоника излучения лазера на YAG), рассматривалась в работах [2,6,7]. Однако оптимальные условия для генерации третьей гармоники (ГТГ) в исследованном диапазоне не были детально исследованы. Важным условием здесь является наличие у газов областей аномальной дисперсии, в пределах которых возможна эффективная генерация гармоник сфокусированного излучения. В качестве нелинейной среды использовался Хе в связи с наличием у него областей аномальной дисперсии, в которые попадает излучение мощных источников накачки. В работе [8] была получена генерация излучения в диапазоне 117.6–119.2 nm и оптимизированы условия ГТГ в смеси Хе:Аг.

Наличие у ксенона областей аномальной дисперсии в более коротковолновой области позволяет создать источники плавно перестраиваемого ВУФ излучения с диапазоном перестройки несколько тысяч обратных сантиметров. Оптимизация в этом диапазоне процесса ГТГ в ксеноне и его смесях с различными буферными газами, учет влияния различных ограничивающих эффектов,

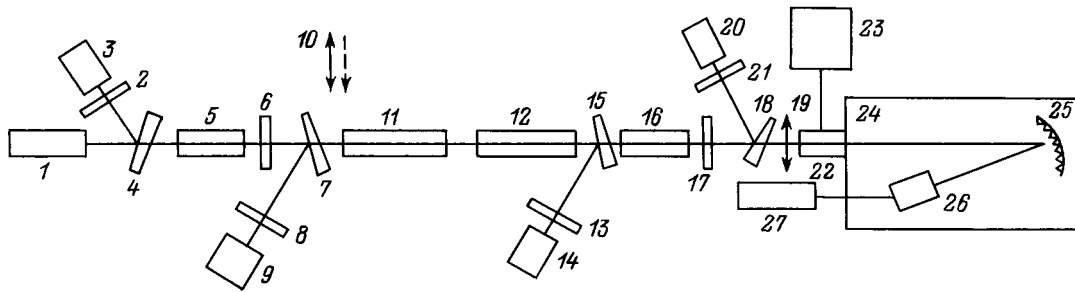


Рис. 1. Схема экспериментов. 1 — лазер на неодимовом стекле; 2, 6, 8, 13, 17, 21 — фильтры; 3, 9, 14, 20 — фотодиоды ФД-24К; 4, 7, 15, 18 — оптические клинья; 5 — кристалл-удвоитель; 10 — цилиндрическая линза; 11, 12 — параметрический генератор; 16 — кристалл-смеситель; 19 — фокусирующая линза; 22 — кювета с газами; 24 — ВМР-2; 23 — дополнительный объем для смешения газов; 25 — дифракционная решетка; 26 — регистратор ВУФ излучения; 27 — импульсный вольтметр В4-17.

создание условий эффективной частотной конверсии с учетом влияния на фазовое согласование взаимодействующих волн ряда экспериментальных параметров (давления газов, их соотношения, интенсивности излучения накачки и его спектральных характеристик) представляют несомненный интерес как с точки зрения понимания особенностей этого нелинейно-оптического процесса, так и с практической точки зрения (перекрытие еще одного участка ВУФ спектра и создание здесь широкополосного источника пикосекундного излучения).

Ниже приведены результаты исследования процессов параметрической генерации, суммирования частот волн ПГС и излучения второй гармоники в УФ области, оптимизации и создания источников плавно перестраиваемого когерентного излучения в диапазоне 338–366 нм, а также исследование на этой основе преобразования частоты в диапазоне 113.5–117.0 нм в ксеноне и его смесях с другими газами.

Перестройка частоты излучения неодимового лазера в ультрафиолетовой области

Генерация пикосекундного излучения осуществлялась в генераторе с синхронизацией мод на неодимовом фосфатном стекле ($\lambda = 1.054 \mu\text{m}$). Генерируемый пучок импульсов поступал в систему выделения одиночного импульса. Выделенный импульс проходил через систему пространственной фильтрации, трансляции изображения и усиления. С целью компенсации термического двулучепреломления при прохождении через оконечные усилители диаметром 20 мм между последними устанавливались вращатели поляризации. При этом доля деполаризованного излучения снижалась с 20 до 2% [9]. Выходные характеристики лазерного излучения были следующими: $\lambda = 1054.8 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 0.3 \text{ nm}$, $\tau = 7 \text{ ps}$, $E = 80 \text{ mJ}$. Лазер работал в частотно-периодическом режиме с частотой повторения 0.2 Нз. Излучение на всех этапах преобразования частоты регистрировалось калиброванными фотодиодами ФД-24К.

Данное излучение преобразовывалось последовательно во вторую гармонику, параметрические волны в ИК диапазоне, которые затем смешивались со второй гармоникой в кристаллах КДР, в результате чего генерировалось плавно перестраиваемое УФ излучение. Схема экспериментов по преобразованию ИК излучения в УФ и ВУФ диапазоны представлена на рис. 1.

Преобразование ИК излучения во вторую гармонику осуществлялось в кристалле КДР ($20 \times 20 \times 10 \text{ mm}$) I типа (*ооо*-взаимодействие). Эффективность преобразования достигала насыщения ($\sim 44\%$) при $I \sim 10 \text{ GW/cm}^2$. Дальнейший рост интенсивности излучения накачки приводил к незначительному снижению эффективности преобразования. Преобразованное во вторую гармонику ($\lambda = 527.4 \text{ nm}$) излучение отфильтровывалось от ИК излучения и возбуждало суперлюминесцентный ПГС, состоящий из двух нелинейных кристаллов, вырезанных под II тип взаимодействия (*е-о*е). В качестве последних использовались кристаллы КДР (кристалл-генератор размерами $20 \times 20 \times 40 \text{ mm}$ и кристалл-усилитель размерами $20 \times 20 \times 60 \text{ mm}$).

Предварительные эксперименты с однокристалльным ПГС и кристаллом-смесителем как в параллельных, так и в сфокусированных пучках показали низкую эффективность такого канала преобразования ИК волн в перестраиваемое УФ излучение ($\eta \sim 5\%$), хотя при этом был перекрыт диапазон спектра от 332 до 375 нм. Низкая эффективность была обусловлена несоответствием пространственно-спектральных характеристик взаимодействующих волн в кристалле-смесителе. Использование однокристалльных ПГС приводило к генерации волн с большой спектральной шириной и расходимостью и соответственно к резкому снижению эффективности процессов смешения в УФ области, а также ограничению возможностей дальнейшего применения генерируемого излучения в процессах последующей конверсии частоты.

Генерация и усиление параметрических волн в двухкристалльной схеме осуществлялись в параллельных пучках. Перестройка частоты производилась синхронным поворотом кристаллов (11 и 12). Оси кристаллов

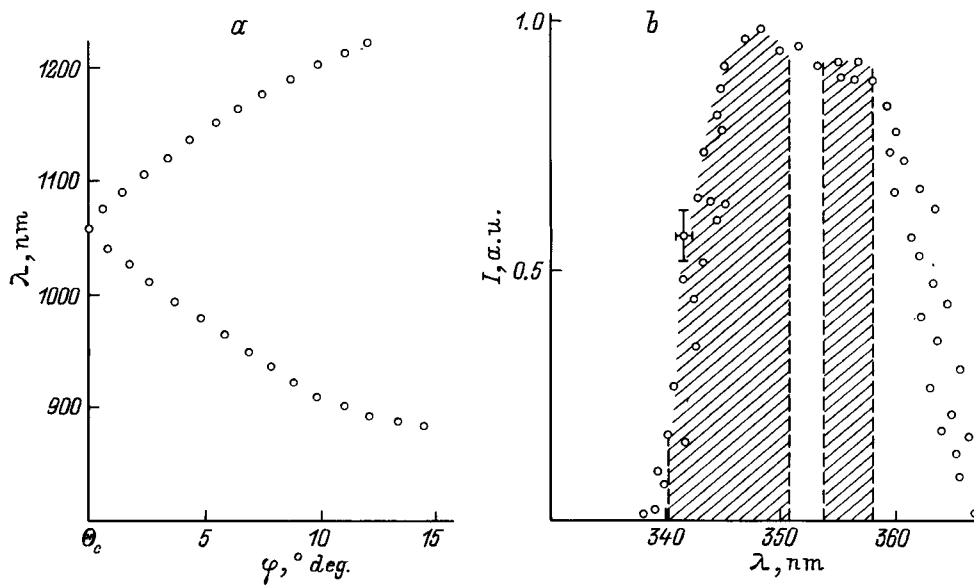


Рис. 2. Перестроечные характеристики. *a* — ПГС на кристаллах KDP ($\lambda = 527.4 \text{ nm}$, φ — угол отстройки кристаллов от вырожденного режима); *b* — ультрафиолетовое излучение (I — относительная интенсивность излучения). Заштрихованы области УФ спектра, третья гармоника которых попадает в диапазон аномальной дисперсии ксенона.

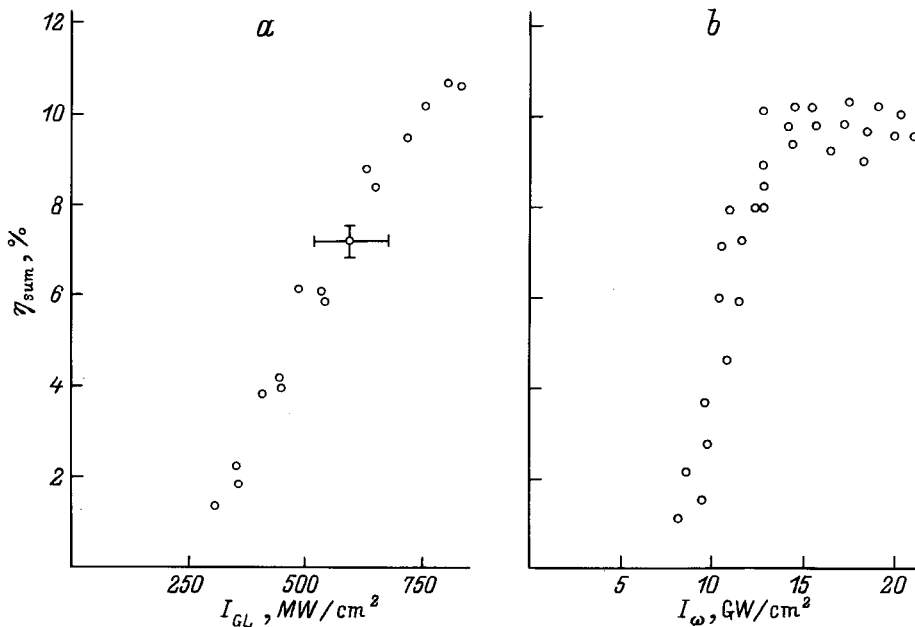


Рис. 3. Зависимость эффективности преобразования в суммарную волну от интенсивности ПГС (*a*) и интенсивности основного излучения (*b*).

ориентировались таким образом, чтобы скомпенсировать апертурный диафрагменный эффект. Расстояние между кристаллами подбиралось с учетом усиления параметрических волн, удовлетворяющих оптимальному смещению с излучением второй гармоники и составляло 70 см. Диапазон перестройки составил 870–1220 nm (рис. 2, *a*). Расходимость излучения ПГС составила 3 mrad. Максимальная эффективность составила 30%

при плотности мощности 14 GW/cm². Интенсивность накачки, при которой достигалось насыщение, была равна 12 GW/cm².

Перестраиваемое в ИК диапазоне излучение смешивалось с излучением второй гармоники в кристалле-смесителе KDP (16, 20 × 20 × 20 mm), вырезанном под синхронизм II типа. На рис. 3 показана зависимость эффективности преобразования в перестраиваемое УФ

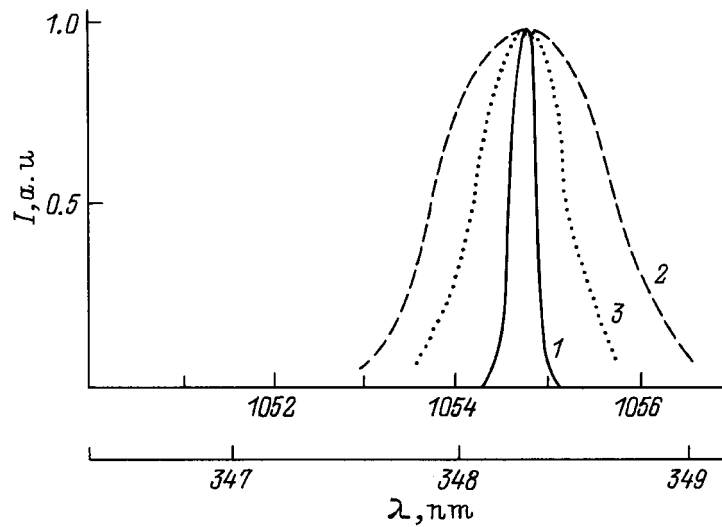


Рис. 4. Спектральное распределение импульсов. 1 — излучение накачки ($\lambda = 1054.8 \text{ nm}$); 2 — ПГС в вырожденном режиме, 3 — УФ излучение.

излучение от интенсивности излучения ПГС и интенсивности основного излучения. Преобразованное излучение, перестраиваемое в диапазоне 338–366 nm (рис. 2, б), отфильтровывалось от ИК и видимого излучения и регистрировалось фотодиодом (20).

Отметим влияние ширины спектра пикосекундного параметрического излучения на процесс эффективного смешения со второй гармоникой. Спектральная ширина на синхронизма при суммировании волн в кристалле-смесителе KDP (16) составляет 0,4 nm, в то время как спектральная ширина параметрических волн была 2 nm (рис. 4). Сужение спектральной ширины параметрических волн при увеличении расстояния между кристаллами в ПГС приводит в то же время к снижению эффективности преобразования в перестраиваемое ИК излучение. Таким образом, оптимизация процесса генерации перестраиваемого УФ излучения заключалась в нахождении оптимального соотношения между шириной спектра перестраиваемого ИК излучения и его интенсивностью. Для эффективного смешения здесь наряду с требованиями соответствия спектрально-пространственных характеристик волн второй гармоники и ПГС необходимо было выполнение соотношения Мэнли-Роу. В нашем случае это соотношение, согласно которому на каждый фотон второй гармоники должен приходиться фотон ИК излучения ($E_{GL} : E_{2\omega} \sim 1 : 2$), не выполнялось в связи с недостаточно высокой эффективностью преобразования основного излучения в волны ПГС из-за большого расстояния между кристаллами. Добавим, что для использованных длин кристаллов существенным становилось влияние групповой расстройки импульсов на процессы параметрического преобразования.

Было исследовано преобразование сфокусированного излучения с длиной волны $\lambda = 527.4 \text{ nm}$ в параметрические волны в двухкристальном ПГС и в УФ излучение. Излучение перед кристаллом-генератором фокусировалось цилиндрической линзой ($f = 800 \text{ mm}$) в

двухкристальный ПГС. Расстояние между кристаллами ПГС, а также положение кристалла-смесителя подбирались с точки зрения получения оптимальных параметров пикосекундного УФ излучения. При этом ухудшалась расходимость генерируемого излучения, что не позволяло в дальнейшем получать высокие интенсивности сфокусированного УФ излучения (необходимых, в частности, для последующего преобразования в вакуумную ультрафиолетовую область спектра).

Выходная энергия пикосекундных УФ импульсов на длине волны $\lambda = 349 \text{ nm}$ составила 4 mJ при ширине спектра 0,45 nm и расходимости 1 mrad. Дальнейшего увеличения эффективности преобразования и улучшения спектральных и пространственных характеристик перестраиваемого УФ излучения можно достичь, используя схему с отдельным формированием пучков смешиваемых волн в различных независимых каналах, а также схем с затравочным излучением для ПГС [1,5,10].

Генерация пикосекундного вакуумного ультрафиолетового излучения ($113.5 < \lambda < 117.0 \text{ nm}$)

Последующее преобразование частоты в коротковолновую область спектра осуществлялось в газах, поскольку в исследуемом диапазоне они обладают наибольшей прозрачностью. Перестраиваемое УФ излучение фокусировалось (рис. 1) после фильтрации от ИК и видимого излучения кварцевой линзой ($f = 80 \text{ mm}$) в кювету с газами, присоединенную к вакуумному монохроматору ВМР-2. В кювете осуществлялась ГТГ излучения накачки, перестраиваемая в диапазоне аномальной дисперсии ксенона. Генерируемое ВУФ излучение регистрировалось каналовым электронным умножителем ВЭУ-6 либо калиброванным пирозлектрическим преобразователем ЛПП-2 [11]. Сигнал с регистраторов выводился на

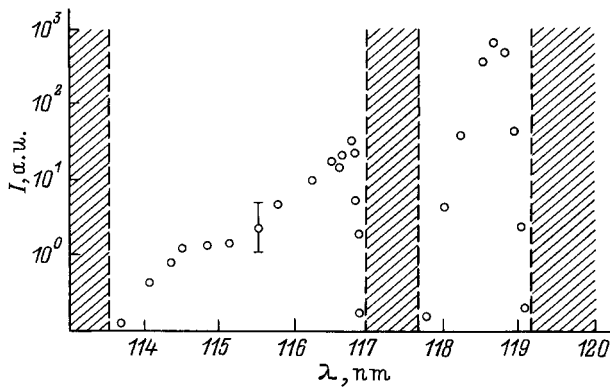


Рис. 5. Область генерации ВУФ излучения в ксеноне (заштрихованы области нормальной дисперсии).

импульсный вольтметр В4-17. Длина волны излучения накачки регистрировалась спектрографом СТЭ-1.

Излучение накачки имело следующие параметры: область перестройки 338–366 нм, энергия импульса до 4 мДж, длительность импульса 7 пс, спектральная ширина 0.45 нм. Интенсивность УФ излучения в фокусе линзы ($f = 80$ мм) была равна $5 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Пространственное распределение излучения было близко к гауссову. В качестве нелинейной среды использовался ксенон, поскольку утроенная частота излучения накачки перекрывала несколько областей аномальной дисперсии (рис. 2, б), в которых возможна синхронная генерация нечетных гармоник в сфокусированных пучках. В экспериментах использовалось УФ излучение, перестраиваемое в диапазоне 340.5–351 нм. Методика экспериментов была следующей. Излучение накачки, перестраиваемое с шагом 0.2 нм, преобразовывалось в диапазон 113.5–117.0 нм. Исследовались влияния давления ксенона, а также соотношения давлений нелинейного газа и буферного газа с нормальной дисперсией (аргона и кривтона) на эффективность преобразования излучения накачки в третью гармонику (ТГ). Исследовалось также влияние интенсивности излучения накачки на эффективность ТГ для различных длин волн преобразуемого излучения.

На рис. 5 показан диапазон генерируемого излучения и относительная величина его интенсивности в этом диапазоне. Видно, что с уменьшением длины волны генерируемого излучения его энергия уменьшается. Наибольшего значения она достигает вблизи резонансной линии ксенона (117.0 нм). При больших длинах волн частота ТГ преобразуемого излучения попадала в диапазон нормальной дисперсии (117.0–117.6 нм). Вследствие фазового сдвига взаимодействующих волн, вызванного фокусировкой, амплитуда гармоники, генерируемой в этом диапазоне перед перетяжкой гауссова пучка, полностью компенсировалась амплитудой гармоники, генерируемой в области за перетяжкой. Для сравнения здесь же приведены результаты [8] по генерации излучения в диапазоне 117.6–119.2 нм в сопоставимых значениях интенсивностей накачки. Отметим, что эф-

фективность преобразования в этом диапазоне была на порядок выше, что хорошо согласуется с оценками сил осцилляторов переходов $5p^6S-7s[1/2]$ ($\lambda = 117.0$ нм) и $5p^6^1S-5d[1/2]$ ($\lambda = 119.2$ нм) (силы осцилляторов соответственно 0.0968 и 0.395).

Увеличение эффективности преобразования с ростом длины волны в исследованном диапазоне обусловлено двумя причинами. Во-первых, с удалением от резонансной линии Хе (117.0 нм) уменьшается нелинейная восприимчивость среды, что ведет к снижению эффективности преобразования. Во-вторых, уменьшение генерируемого излучения обусловлено снижением интенсивности накачки (на рис. 2, б левая часть заштрихованной области — спектральный диапазон накачки, использовавшийся в эксперименте). Зависимость эффективности преобразования в ТГ от интенсивности УФ излучения имела квадратичный характер во всем исследованном диапазоне перестройки. Влияние эффекта Керра, самофокусировки и других ограничивающих факторов, характерных для случая использования больших ($> 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см²) интенсивностей [8,12], в наших экспериментах было незначительным.

Преобразование для длинноволновой и коротковолновой областей спектра импульса накачки оптимизируется при различных значениях давления ксенона. С ростом давления нелинейной среды сначала преобразовывается длинноволновая составляющая излучения накачки, затем центральная часть и, наконец, коротковолновая составляющая. Ширина спектра, генерируемого ВУФ излучения, составила 0.25 нм. Таким образом, в процессе преобразования в ТГ произошло почти двукратное сокращение ширины спектра излучения ($\Delta\lambda = 0.45, 0.25$ нм). Это связано с зависимостью эффективности преобразования от интенсивности излучения. "Крылья" спектрального распределения излучения накачки преобразуются со значительно меньшей эффективностью по сравнению с центром. Учитывая также то, что оптимальные условия преобразования (фазовый синхронизм) создаются именно для центральной части спектрального распределения накачки, можно достичь значительной дискриминации в преобразовании различных участков спектрального контура преобразуемого излучения.

Нами было исследовано влияние давления газа на эффективность преобразования для различных длин волн генерируемого излучения в исследованной области аномальной дисперсии ксенона (113.5–117.0 нм) при перестройке длины волны излучения накачки от 340.5 до 351.0 нм (рис. 6). Максимум преобразования смещается для более длинных волн в сторону меньших давлений. Так, если для $\lambda = 114.2$ нм оптимальное давление, при котором наблюдается максимум преобразования $P_{\text{opt}} = 38$ Тогг, то для $\lambda = 116.8$ нм $P_{\text{opt}} = 3$ Тогг. Это связано с тем, что при приближении к переходу $5p^6^1S-7s[1/2]$ ($\lambda = 117.0$ нм) фазовая расстройка на один атом возрастает и для достижения оптимальной фазовой расстройки, удовлетворяющей условию $b \cdot \Delta k = -4$ (где b — конфокальный параметр,

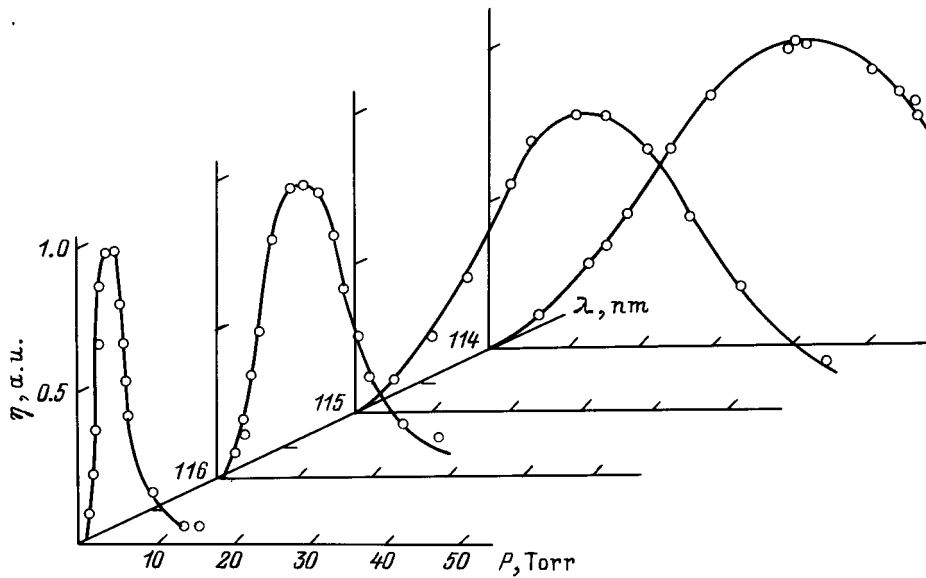


Рис. 6. Зависимость эффективности преобразования от давления ксенона для различных длин волн ТГ ($I = 5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$).

Δk — фазовая расстройка между волнами гармоники и накачки), требуется меньшее число частиц нелинейной среды.

Повышения эффективности преобразования можно достичь, увеличивая плотность частиц нелинейной среды (поскольку $\eta \sim N^2$, N — число частиц в зоне взаимодействия). Однако при превышении некоторого давления (рис. 6) происходит спад эффективности преобразования, связанный с отстройкой от условий оптимального соотношения между волновыми векторами накачки и гармоники (расстройка синхронизма). Для того чтобы обойти эту трудность, к нелинейной среде с аномальной дисперсией добавляют газ с нормальной дисперсией. В этом случае удается подобрать соотношение между давлениями газов, когда для смеси вновь возникает возможность выполнения оптимального соотношения Δk .

Большое внимание было уделено тщательному принудительному перемешиванию компонент смеси, что было необходимо для получения стабильного преобразования в гармонику. Без тщательного перемешивания повышалась вероятность отклонения соотношения давлений газов от оптимального в микрообъеме вблизи фокуса, где преобразование идет особенно эффективно. В эксперименте при этом увеличивался статистический разброс величины генерируемого ВУФ излучения при прочих равных условиях, а также уменьшалось максимально возможное для данных экспериментальных условий значение эффективности преобразования (см. также [13,14]). В качестве примера на рис. 7, а приведены зависимости $\eta(R)$ (R — соотношение давлений аргона и ксенона) для случая, когда газы естественным образом перемешивались в кювете и смесь приготавливалась в дополнительном объеме и затем напускалась в газовую кювету. При этом для первого случая трудно однозначно определить R_{opt} , поскольку статистический

разброс результатов позволяет измерить его с точностью $R_p \pm 4$, где R_p — рассчитанная и представленная для сравнения величина оптимального соотношения парциальных давлений аргона и ксенона. Для случая же, когда использовался дополнительный объем с принудительным перемешиванием, экспериментально полученное значение совпадало с расчетным с точностью $R_p \pm 0.5$.

Таким образом, для случая, когда перемешивание газов происходило естественным образом, положение максимума и поведение кривой $\eta(R)$ носили статистический характер. Видно, что максимум преобразования наблюдается при $R = 8-16$. При этом эффективность процесса ГТГ в смеси газов не достигает величины, возможной для данных экспериментальных условий. Как видно из рис. 7, а, даже через значительные промежутки времени смесь продолжает оставаться неоднородной. Очевидно, что для микрообъема, ограниченного зоной перетяжки, в котором происходит основной процесс перекачки, статистическое отклонение величины R от отношения давлений Ar и Xe, напущенных в кювету, будет существенным, что приведет как к отклонению зависимости $\eta(R)$ от ожидаемой, так и к значительным колебаниям в величине генерируемого излучения от импульса к импульсу (см. величину разброса для случая принудительного и естественного перемешивания; каждая точка соответствует усредненному значению по 10 выстрелам). Полученное соотношение ($R_{\text{opt}} = 10.5$) было близко к оптимальному соотношению парциальных давлений Ar и Xe для $\lambda = 118.2 \text{ nm}$ при конфокальном параметре $b = 6 \text{ mm}$ [15].

На рис. 7, б приведена зависимость преобразования в ТГ от параметра R для различных буферных газов ($\lambda = 116.8 \text{ nm}$). В качестве буферных газов были использованы Ar и Kr. Другие газы, прозрачные в исследуемом диапазоне спектра, требуют больших давлений

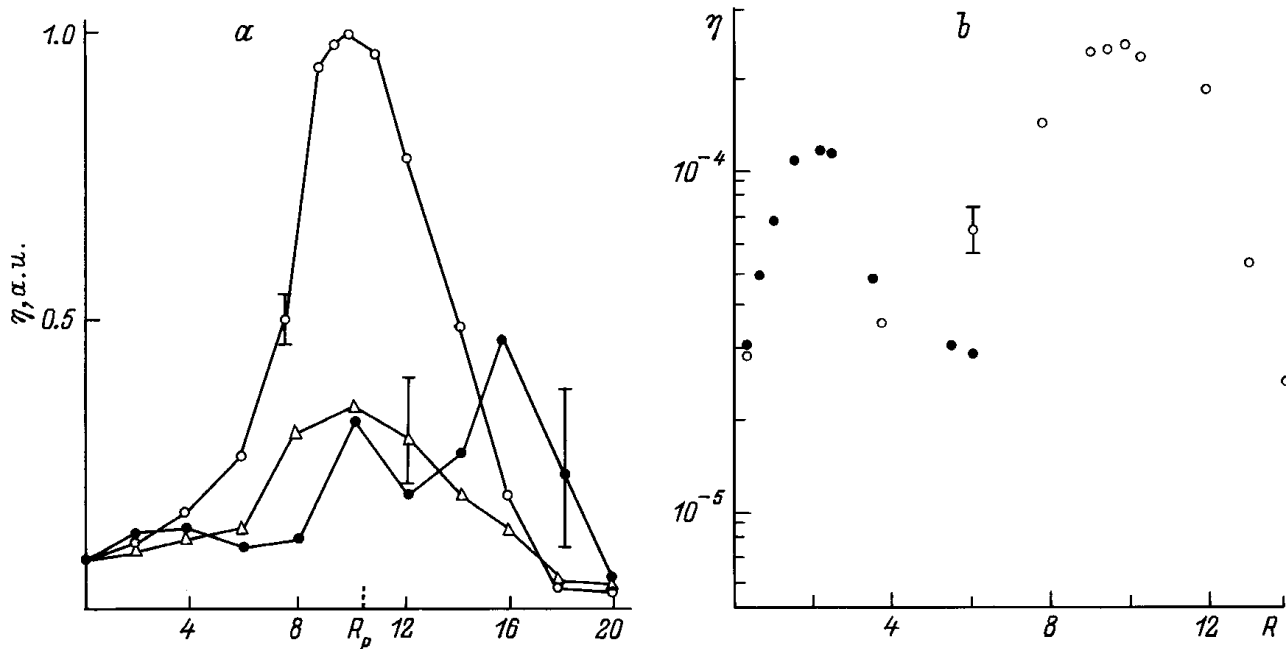


Рис. 7. *a* — зависимость эффективности преобразования от величины $R = P_{Ar}:P_{Xe}$, $I = 2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, конфокальный параметр $b = 6 \text{ mm}$; \circ — смесь приготавливалась в дополнительном объеме; \bullet , \triangle — газы перемешивались в кювете (\bullet и \triangle — результаты получены через 10 и 20 min соответственно после введения газов в кювету), $R_p = 10.5$ — рассчитанное оптимальное соотношение давлений для $\lambda = 116.8 \text{ nm}$. *b* — зависимость эффективности преобразования в ТГ от величины R газов для различных буферных газов: \bullet — смесь Kr:Xe, \circ — смесь Ar:Xe; $I = 2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $P_{Xe} = 9 \text{ Torr}$, $\lambda = 116.8 \text{ nm}$.

(сотни и тысячи Torr) для оптимизации процесса ГТГ, что приводит к пробойным явлениям уже при относительно малых интенсивностях накачки, поэтому их использование нецелесообразно. Как для смеси Ar–Xe, так и для смеси Kr–Xe давление ксенона было 9 Torr, т. е. в 3 раза больше, чем оптимальное давление для случая ГТГ в чистом ксеноне. Эффективность процесса ГТГ при оптимальных значениях R должна при этом по оценкам (поскольку $\eta \sim N^2$) возрасти в 9 раз по сравнению с максимальным значением η при преобразовании в чистом ксеноне ($\eta = 3 \cdot 10^{-5}$). Такое увеличение эффективности было получено только в смеси Ar–Xe. В смеси Kr–Xe η возросло лишь в 4 раза. Это несоответствие, видимо, связано с тем, что добавление криптона меняет величину восприимчивости среды, уменьшая при этом последнюю. Вклад же аргона в суммарную нелинейную восприимчивость третьего порядка в смеси незначителен. Большее влияние криптона по сравнению с аргоном на нелинейную восприимчивость третьего порядка, ответственную за ГТГ, связано, видимо, с тем, что ближайший энергетический уровень у криптона ($\lambda = 116.5 \text{ nm}$) лежит ближе к длине волны излучения гармоники, чем у аргона ($\lambda = 106.6 \text{ nm}$). Этим, кстати, объясняется и большая (на один атом) фазовая расстройка у криптона по сравнению с аргоном, что приводит к меньшим значениям R_{opt} для Kr. Отметим, что для каждой области спектра требуется свое точно определенное соотношение между давлениями буферного газа и нелинейного газа. Так, максимальная эффективность преобразования наблюдалась

для смеси Ar:Xe при $R = 9$ (для $\lambda = 116.7 \text{ nm}$) и 5 (для $\lambda = 115.5 \text{ nm}$).

Криптон обладает аномальной дисперсией для $\lambda < 116.5 \text{ nm}$ и не мог использоваться в качестве газа с нормальной дисперсией в наших экспериментах в этой области. Как было показано в работах [16–18], в этой области реализуются условия отрицательной фазовой расстройки ($\Delta k < 0$), необходимые для ГТГ в криптоне для длин волн ВУФ излучения, меньших резонансной линии $\lambda = 116.5 \text{ nm}$. Вследствие этого добавление криптона в ксенон при $P = 9 \text{ Torr}$ вело только к незначительному росту эффективности ГТГ для $\lambda < 116.5 \text{ nm}$.

Максимальная эффективность преобразования ($5 \cdot 10^{-4}$) была получена на длине волны $\lambda = 116.8 \text{ nm}$ при давлении ксенона 25 Torr и $R = 10$ ($I = 4 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$). Диапазон перестройки составил $> 2600 \text{ cm}^{-1}$.

Заключение

Представлены результаты исследования плавной перестройки частоты излучения неодимового лазера в ультрафиолетовом и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах.

Исследованы процессы параметрической генерации света и суммирования волн второй гармоники излучения лазера на неодимовом стекле и ПГС в УФ области. Проведено сравнение режимов работы одно- и двухкри-

стальных ПГС для случаев нелинейного параметрического преобразования и смешения в сфокусированных и параллельных пучках. Реализован режим генерации в диапазоне 338–366 nm. Определены режимы и оптимальные соотношения между шириной спектра импульсов перестраиваемого излучения и его интенсивностью с точки зрения дальнейшего преобразования в ВУФ диапазон. Выходная энергия УФ импульсов вблизи вырожденного режима ПГС составила 4 mJ.

Определены условия оптимального преобразования плавно перестраиваемого излучения в диапазон 113.5–117.0 nm, для чего были исследованы зависимости эффективности преобразования в третью гармонику от длины волны и энергии накачки, а также от соотношения давлений газов. Проведено сравнение с результатами по генерации плавно перестраиваемого излучения в другом диапазоне аномальной дисперсии ксенона 117.6–119.2 nm. Отмечена важность предварительного принудительного перемешивания рабочей смеси для получения оптимального соотношения парциальных давлений в зоне преобразования частоты. Получены максимальная эффективность ГТГ в смеси газов в исследованном диапазоне $5 \cdot 10^{-4}$ и область перестройки $> 2600 \text{ cm}^{-1}$.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда (грант № RU 7000) и Узбекского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Барейка Б.Ф., Бегиев И.А., Бурдулис Ш.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 3. С. 186–189.
- [2] King A.H. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. N 11. P. 653–654.
- [3] Данелюс Р.В., Пискарскас А.С., Сируткайтис В.А. и др. Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия. Вильнюс: Мокслас, 1983. С. 196.
- [4] Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Никогосян Д.Н., Шарков А.В. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. Вып. 11. С. 2348–2353.
- [5] Бегиев И.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А. и др. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 8. С. 971–974.
- [6] Mahon R., McIlrath T.J., Myerscough V.P., Koopman D.W. // IEEE J. Quantum. Electron. 1974. Vol. QE-15. N 6. P. 444–453.
- [7] Коробкин В.В., Коробкин Ю.В., Маркин А.С., Пашинин П.П. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 536–539.
- [8] Ганеев Р.А., Горбушин В.В., Кулагин И.А., Усманов Т. // Квантовая электрон. 1986. Т. 133. С. 178–181.
- [9] Ганеев Р.А., Горбушин В.В., Зиновьев А.В. и др. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. С. 1816–1819.
- [10] Бегиев И.А., Гуламов А.А., Камалов Ш.Р. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 24. С. 47–50.
- [11] Ганеев Р.А., Горбушин В.В., Усманов Т., Худайбергатов С.Т. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 216–220.
- [12] Zych L.J., Young J.F. // IEEE J. Quantum Electron. 1978. Vol. QE-14. N 3. P. 147–149.
- [13] King A.H., Young J.F., Harris S.E. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 22. P. 301–308.
- [14] Cormier A.J., Marculis W., Sibbett W., Taylor J.R. // Optics Commun. 1983. Vol. 48. P. 61–66.
- [15] Ganeev R.A., Kulagin I.A., Begishev I.A. et al. // Nonlinear Optics. 1996. Vol. 16. P. 109–130.
- [16] Cotter D. // Optics Lett. 1979. Vol. 4. P. 134–138.
- [17] Cotter D. // Optics Commun. 1979. Vol. 31. P. 397–400.
- [18] Zapka W., Cotter D., Brackmann U. // Optics Commun. 1981. Vol. 36. P. 79–83.