

лях. Генераторы суммарной частоты используются: а) в многокаскадных генераторах гармоник для дальнейшего преобразования частоты лазерного излучения в более коротковолновый диапазон (напр., при получении третьей, четвертой, пятой и т. д. гармоник осн. излучения лазера); б) для смещения перестраиваемого диапазона частот в более коротковолновый диапазон (гл. обр. УФ) путём сложения частот перестраиваемого лазера и лазера с фиксированной частотой; в) преобразования ИК-сигналов и изображений в видимый диапазон, где чувствительность фотоприёмников существенно выше.

Генераторы разностной частоты, использующие также квадратичную нелинейность поляризации, предназначены для уменьшения частоты, для преобразования двух волн с частотами ω_1 и ω_2 в волну с частотой $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Они применяются для получения когерентного излучения в ДВ-области спектра вплоть до субмиллиметровых волн, как в непрерывном режиме, так и в импульсном с нано- и пикосекундной длительностью.

Параметрические генераторы света позволяют эффективно преобразовывать излучение с фиксированной частотой ω в две перестраиваемые по частоте волны с частотами ω_1 и ω_2 , удовлетворяющими соотношению $\omega_1 + \omega_2 = \omega$. Они являются перспективными источниками мощного перестраиваемого когерентного излучения ИК-диапазона ($\lambda > 1$ мкм). Энергетич. КПД импульсных перестраиваемых параметрич. генераторов света достигает 60%.

Для преобразования частоты лазерного излучения используются также и нелинейности поляризации более высокого порядка (кубическая, четвертой степени и т. д.). Оптические умножители частоты, использующие высшие нелинейности, позволяют в одном каскаде получать высшие гармоники осн. излучения лазера, т. е. осуществлять прямые процессы преобразования $\omega \rightarrow 3\omega$, $\omega \rightarrow 4\omega$ и т. д. Таким способом получено самое коротковолновое когерентное излучение в вакуумной УФ-области спектра с $\lambda = 53,5$ и 38,8 нм путём генерации пятой и седьмой гармоник на нелинейностях $\chi^{(6)}$ и $\chi^{(7)}$ в He и Ne. На нелинейности $\chi^{(9)}$ в парах Na получена девятая гармоника излучения лазера на неодимовом стекле с $\lambda = 117$ нм. Однако эффективность таких процессов обычно невелика вследствие малости величин соответствующих нелинейных восприимчивостей среды, и поэтому заметное преобразование можно получить лишь при достаточно высоких интенсивностях осн. излучения (к-рые ограничиваются *лучевой прочностью* среды), реализуемых, как правило, для импульсов пикосекундного диапазона. В большинстве случаев для оптич. умножителей частоты более эффективным оказывается использование неск. каскадов последоват. удвоения частоты.

Важный класс О. п. ч. составляют преобразователи, использующие вынужденное комбинац. рассеяние света (см. *Вынужденное рассеяние света*) — взаимодействие световых волн и фоонов оптич. частоты на кубич. нелинейности среды, приводящее к преобразованию излучения лазера с частотой ω в волны с частотами $\omega \pm N\Omega$, где Ω — одна из собств. частот молекулярных колебаний среды (стоксов сдвиг), $N = 1, 2, 3, \dots$ Эффективность таких О. п. ч. может быть весьма высока (см. *Комбинационный лазер*).

О. п. ч. разл. типов позволяют существенно расширить диапазон длин волн когерентного излучения и даже получать перестраиваемое излучение в разл. областях УФ-, ИК- и видимого диапазонов. Среди многочисл. применений О. п. ч. следует выделить использование их в мощных многокаскадных лазерных системах, предназначенных для проведения экспериментов по *лазерному термоядерному синтезу*. Эфф. преобразование излучения таких систем в более коротковолновый диапазон даёт принципиально новые возможности в решении этой важной проблемы.

Лит.: Чернике Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; Шен И. Р., Принципы нелинейности оптики, пер. с англ., М., 1989. Б. В. Жданов.

ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ — газоразрядные явления, аналогичные *электрическим разрядам* в газе, возникающие в воздухе или др. газе под действием мощных световых (лазерных) полей. До изобретения лазеров изучались и использовались газовые разряды в полях более низких частот, чем оптические: в пост. электрич. поле, в ВЧ-, в СВЧ-полях. Лазерная техника открыла физике газового разряда оптич. диапазон. Различают два осн. типа О. р.: 1) *лазерная искра* — оптич. пробой газа, т. е. бурное нарастание ионизации ранее не ионизированного газа; 2) непрерывный О. р. — поддержание в газе уже имеющегося ионизов. состояния под действием светового излучения.

Оптический пробой (ОП). Обнаружение эффекта в 1963 [П. Мейкер (P. Maker), Р. Терхун (R. Terhune) и У. Р. Сэвидж (W. R. Savage)] стало возможным благодаря созданию лазера с модулиров. добротностью, к-рый даёт очень мощный, т. н. гигантский, импульс (длительность $t \approx 30$ нс, энергия 1 Дж, пиковая мощность 30 МВт). Когда луч такого рубинового лазера сфокусировали линзой, в комнатном воздухе в области фокуса вспыхнула искра и там образовалась плазма, как при электрич. пробое разрядного промежутка между электродами. Оптич. пробой происходит, когда интенсивность излучения S [Вт/см²] или среднеквадратичное электрич. поле световой волны $E = 19 \sqrt{S}$ [В/см] превосходит нек-рые пороговые значения ($S \geq 10^6$ МВт/см², $E \geq 6 \cdot 10^8$ В/см, в воздухе). Как показали измерения, видимая вспышка, свидетельствующая о пробое, появляется, если в области фокуса линаы рождается $\sim 10^{13}$ электронов. Пороговые величины $S_{п}$, $E_{п}$ — важнейшие характеристики ОП, зависящие от рода газа, давления, частоты света, а также диаметра фокуса, длительности импульса и распределения интенсивности по сечению. При не чрезмерно высоких давлениях p пороги неуклонно понижаются с ростом давления, но, начиная с $p \sim 10^2$ — 10^3 атм, с увеличением p растут (рис. 1). Одноатомные газы обычно пробиваются легче, чем молекулярные. На частотах,

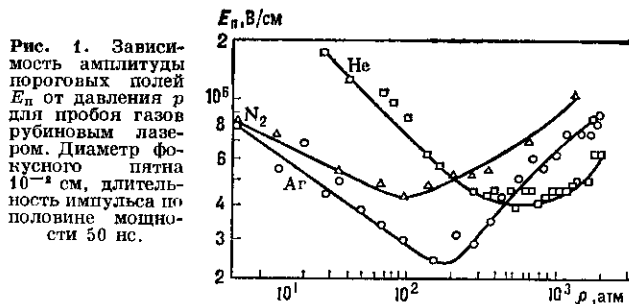


Рис. 1. Зависимость амплитуды пороговых полей $E_{п}$ от давления p для пробоя газов рубинового лазера. Диаметр фокусного пятна 10^{-2} см, длительность импульса по половине мощности 50 нс.

соответствующих видимой и ИК-областям спектра, пороги понижаются с уменьшением частоты; для неодимового лазера ($\lambda = 1060$ нм) пороговые интенсивности (рис. 2) меньше, чем для рубинового ($\lambda \approx 694$ нм). Пороговая интенсивность понижается также при увеличении радиуса фокусного пятна, т. е. размеров области, подверженной действию поля, и в небольшой степени — при увеличении длительности импульса.

ОП происходит в результате развития *лавин электронов*. Первые (затравочные) электроны вырываются из атомов, молекул, возможно, мельчайших пылинок путём *многофотонного фотоэффекта* при одноврем. поглощении неск. лазерных квантов $\hbar\omega$. Нескольких — потому, что потенциалы ионизации атомов значительно больше $\hbar\omega$. В поле световой волны электрон приобретает энергию, ионизует атом; вместо одного энергичного