

Осн. причинами, препятствующими достижению глубокого сжатия, кроме техн. шумов являются любые потери излучения (в т. ч. и вследствие неединичного квантового выхода фотоприёмников), а также многомодовость реальных световых пучков, ограниченных как в пространстве, так и во времени. Деструктивная роль потерь объясняется их вероятностным характером: из пучка с нек-рой вероятностью осуществляется изъятие априорно неизвестных фотонов, и их поток, первоначально определённым образом упорядоченный, приобретает случайный характер, что и снижает глубину сжатия. В многомодовом излучении каждая мода может быть «сжата» по-своему, т. е. иметь разл. эффективность и ориентацию эллипса сжатия на фазовой плоскости. Поскольку при регистрации происходит аддитивное сложение мод, в результирующей картине возникает «размазывание» сжатия. Тем не менее возможно появление С. с. в сверхкоротких импульсах, спектр сжатия к-рых широкополосный. Это выгодно отличается от генерации С. с. в резонаторах, где сжатие проявляется лишь до диапазона МГц.

Эфф. формирование импульсов сжатого света возможно в процессе параметрич. усиления в поле импульсной накачки [6], а также в оптич. солитонах за счёт фазовой самомодуляции [4], необходимой для их формирования.

С. с. эл.-магн. поля достигается также подавлением квантовых флуктуаций в лазерах, при этом, как правило, генерируется свет с субпуассоновской статистикой фотонов, являющийся частным случаем С. с. Между интенсивностью генерируемого излучения и накачкой устанавливаются отрицат. обратную связь. Здесь необходимо применение методов квантовых невзвешивающих измерений интенсивности, чтобы не разрушить акт измерения субпуассоновского состояния. Возможны, напр., два варианта реализации таких измерений. Первый предполагает использование среды с кубичной нелинейностью, в к-рой при распространении генерируемого излучения осуществляется фазовая самомодуляция. Возникающий нелинейный фазовый набег регистрируется при прохождении той же среды слабым пробным пучком с последующим его гетеродинамизацией. В результате фазовая модуляция пробного пучка переходит в амплитудную, к-рая и используется в линии отрицат. обратной связи лазерной накачки. Второй вариант заключается в управлении накачкой невырожденного параметрич. генератора. При этом используется жёсткая взаимная корреляция фотонов в сигнальной и холостой волнах: они рождаются только одновременно. Фототок детектора, регистрирующего холостую волну, поступает в линию отрицат. обратной связи, регулирующей мощность накачки, тем самым стабилизируя амплитуду сигнальной волны. Последнее и приводит к возникновению в ней субпуассоновской статистики фотонов.

Генерировать субпуассоновский свет можно также стабилизируя квантовые флуктуации тока накачки полупроводникового лазера. Достичь субпуассоновской статистики электр. сигнала (электронов) сравнительно несложно, напр. с помощью эффекта Кулона в электронно-лучевой трубке. При высокой эффективности преобразования заряж. частиц тока накачки в испускаемые фотоны (неединичная эффективность эквивалентна потерям) субпуассоновское состояние накачки переходит в генерируемый свет, т. е. из радиодиапазона в оптический. Можно использовать и обратный фотоэффект Франка — Герца, однако эффективность преобразования при этом оказывается ниже.

Подавление шума, связанного с созданием инверсной населённости в лазере, достигается также применением мощной импульсной периодич. накачки, к-рая переводит все электроны на верх. уровень рабочего перехода. При этом также создаются необходимые предпосылки для генерации субпуассоновского света. До сих пор обсуждалось формирование С. с. эл.-

магн. поля во времени. В общем случае можно говорить о пространственно-временном сжатии [4, 7], характеризующем области пространственных и временных частот, в к-рых квантовые флуктуации подавлены. Наглядным является пример пространственного сжатия при вырожденном параметрич. усилении когерентных волн с неколлинеарной геометрией взаимодействия. Сжатие в сигнальной и холостой волнах в отдельности отсутствует, но оно возникает при их интерференции с разностью фаз, кратной l . В частности, макс. сжатие проявляется в интерференц. максимумах. Число интерференц. полос на единицу длины определяет пространственную частоту сжатия. При параметрич. взаимодействии пучков с конечной апертурой пространственный спектр сжатия, очевидно, более сложный.

Лит.: 1) Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; 2) Смирнов Д. Ф., Трошин А. С., Новые явления в квантовой оптике, «УФН», 1987, т. 153, с. 233; 3) Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; 4) Ахманов С. А., Белинский А. В., Чиркин А. С., Фазовая бистабильность и мультистабильность в сосредоточенных и распределённых системах: классический и квантовый аспекты, в кн.: Новые физические принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Ахманова, М. А. Воронцова, М., 1990; 5) Wu L. и др., Generation of squeezed states by parametric down conversion, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 57, p. 2520; 6) Slusher R. E. и др., Pulsed squeezed light, «Phys. Rev. Lett.», 1987, v. 59, p. 2566; 7) Колобов М. И., Соколов И. В., Поведение сжатых состояний света в пространстве и квантовые шумы оптических изображений, «ЖЭТФ», 1989, т. 96, с. 1945; 8) Килин С. Я., Квантовая оптика. Поля и их детектирование, Минск, 1990; 9) Быков В. П., Основные особенности сжатого света, «УФН», 1991, т. 161, № 10, с. 145; 10) Тайш М. К., Сала Б. Э. А., Сжатые состояния света, «УФН», 1991, т. 161, № 4, с. 101.

А. В. Белинский, А. С. Чиркин.

СЖИЖЕНИЕ ГАЗОВ — производится при охлаждении их ниже критич. темп-ры T_k (см. Критическая точка). С. г. с критич. темп-рой выше темп-ры окружающей среды (Cl_2 , NH_3 , CO_2 и др.) производится сжатием их в компрессорах и последующей конденсацией в теплообменниках, охлаждаемых водой или холодильным раствором. Для С. г. с критич. темп-рой ниже темп-ры окружающей среды их предварительно охлаждают с помощью соответствующих холодильных (криогенных) циклов.

Идеальный цикл С. г. приведён на рис. 1: 1—2 — изобарич. охлаждение газа от темп-ры T_0 до темп-ры T_2 начала конденсации (T_2 ниже T_k), изотерма 2—0 — конденсация газа; 0—3 — изотермич. сжатие газа, 3—0 — адиабатич. его расширение. Площадь под 1—2—0—

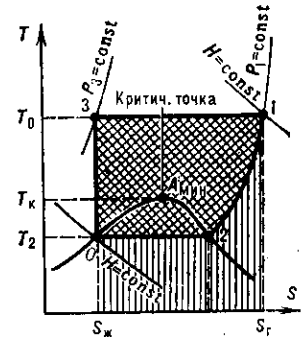


Рис. 1. T — S -диаграмма идеального цикла сжижения газов (p — давление, H — энтальпия).

соответствует отводимой при С. г. теплоте, площадь внутри 1—2—0—3 — мин. работе A_{\min} С. г.:

$$A_{\min} = T_0(S_T - S_{ж}) - (H_T - H_{ж}),$$

где S_T , $S_{ж}$ — энтропия, H_T , $H_{ж}$ — энтальпия газа и жидкости соответственно.

Давления, необходимые для идеального цикла С. г., составляют сотни тысяч атм, поэтому на практике цикл неосуществим. Реальные затраты энергии при С. г. обычно превышают A_{\min} в 5—10 и более раз.

Совр. методы С. г. основаны на охлаждении предварительно сжатого газа при Джоуля — Томсона эф-