

а давление излучения  $\mathcal{P}_0$  — по формуле  $\mathcal{P}_0 = W/(cS)$ . Таким путем находим

$$E_0 \approx \sqrt{E^2} = \sqrt{\frac{4\pi W}{cS}} = 647 \text{ ГГСЭ} = 1,94 \cdot 10^8 \text{ В/см},$$

$$\mathcal{P}_0 \approx 3,3 \cdot 10^4 \text{ дин/см}^2 \approx 0,033 \text{ атм.}$$

Для расчета соответствующих величин в фокусе можно пользоваться теми же формулами, вычислив предварительно ширину пучка. Для оценки будем считать, что весь свет концентрируется в пределах центрального светлого кружка с радиусом  $R = 0,61 f\lambda/r$  и площадью

$$\pi R^2 = \pi (0,61 f\lambda/r)^2 = (0,61 \pi f\lambda)^2 / S,$$

где  $r$  — радиус поперечного сечения падающего пучка. Эту площадь и надо подставить в предыдущие формулы вместо  $S$ . В результате получим

$$E \approx \sqrt{E^2} \approx \frac{S}{0,61 \pi f\lambda} E_0 = 1,5 \cdot 10^3 E_0 = 2,9 \cdot 10^8 \text{ В/см},$$

$$\mathcal{P} = \left( \frac{S}{0,61 \pi f\lambda} \right)^2 \mathcal{P}_0 = 2,25 \cdot 10^6 \mathcal{P}_0 \approx 7,4 \cdot 10^4 \text{ атм.}$$

Такое давление было бы, если бы пучок лазерного света фокусировался в вакууме. Если же он падает на вещество, то из-за большой концентрации энергии вблизи фокуса происходит практически мгновенное испарение вещества (с вращением его в плазму). С этим связано еще большее повышение давления.

2. Эффективной температурой  $T_{\text{эф}}$  лазерного излучения называется такая температура абсолютно черного тела, при которой оно дает излучение той же удельной интенсивности  $I_\nu$  частоты  $\nu$ , что и лазер. Оценить эффективную температуру гелий-неонового лазера, генерирующего в непрерывном режиме свет с длиной волны  $\lambda = 632,8 \text{ нм}$  ( $\nu \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ .) Ширина спектральной линии генерируемого света  $\delta\nu \approx 10^4 \text{ Гц}$ , расходимость светового пучка  $\delta\theta \approx 1' \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ , мощность излучения  $W = 10 \text{ мВт}$ .

**Решение.** Удельная интенсивность лазерного излучения  $I_\nu = W/(\delta\nu \cdot \delta\Omega)$ , где  $\delta\Omega = (\delta\theta)^2 \approx 10^{-7} \text{ ср}$  — телесный угол, определяющий расходимость светового пучка. По формуле Рэлея — Джинса

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эф}}.$$

Приравнявая это предыдущему выражению, получим

$$T_{\text{эф}} \approx \frac{c^2 W}{2k\nu^2 \delta\nu \cdot \delta\Omega} \approx 10^{11} \text{ К},$$

что примерно в  $10^{11}$  раз превосходит температуру Солнца.

## § 122. Гелий-неоновый лазер

1. Энергетический спектр газов, во всяком случае при тех давлениях, которые применяются в рекламных трубках и лазерах, весьма точно совпадает с энергетическим спектром *изолированных атомов и молекул*, из которых состоит газ. Поэтому спектральные линии газов *более узкие*, чем линии примесей в твердых телах. Газы отличаются *высокой оптической однородностью* и *малой плотностью*, а поэтому слабо рассеивают и искажают волны, распространяющиеся в них. Все это позволяет использовать в газовых лазерах большие расстояния между зеркалами и получать *острую направ-*

ленность, высокую монохроматичность и стабильность частоты излучения. Так, в гелий-неоновом лазере реально получаемая расходимость пучка лучей обычно составляет  $1-2'$ , а в лучших случаях достигает теоретического предела  $\delta\theta \sim \lambda/D \sim 20''$ . Относительная ширина спектральной линии в излучении такого лазера  $\delta\omega/\omega \sim 10^{-11}-10^{-12}$ , а сама частота  $\omega$  в оптимальных условиях поддерживается с относительной точностью  $\sim 10^{-14}$  (хотя в обычных условиях относительная точность не выше  $10^{-10}$ ).

Однако при малой плотности газов в них нельзя получить столь же большие концентрации возбужденных атомов, а потому и столь же большие импульсные мощности излучения, как в твердых телах. Так, выходная мощность гелий-неонового лазера в непрерывном режиме обычно составляет от десяти до нескольких сот милливольт. Однако, ввиду высокой монохроматичности и направленности излучения, эта величина все же громадна по сравнению с тем, что могут дать тепловые источники света. Она соответствует эффективной температуре излучения, превышающей температуру Солнца примерно в  $10^{11}-10^{12}$  раз (см. задачу 2 к предыдущему параграфу). Впрочем, в непрерывном режиме инфракрасный лазер на  $\text{CO}_2$  может генерировать до 10 кВт, а ионный аргоновый лазер в видимой области — до  $\sim 1$  кВт. В импульсном режиме мощность этих лазеров может составлять несколько сот киловатт.

2. Первым газовым лазером был гелий-неоновый лазер, созданный в конце 1960 г. Джаваном (р. 1926), Беннетом (р. 1903) и Эрриотом. Принципиальная схема гелий-неонового лазера в ее современном виде приведена на рис. 351. Лазер состоит из газоразрядной

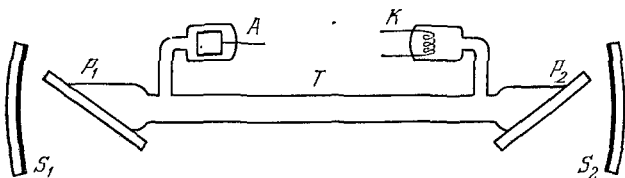


Рис. 351.

трубки  $T$  длиной от нескольких десятков см до 1,5—2 м и внутренним диаметром 7—10 мм. Трубка наполнена смесью гелия (давление  $\sim 1$  мм рт. ст.) и неона (давление  $\sim 0,1$  мм рт. ст.). Концы трубки закрыты плоскопараллельными стеклянными или кварцевыми пластинками  $P_1$  и  $P_2$ , установленными под углом Брюстера к ее оси. Это создает линейную поляризацию лазерного излучения с электрическим вектором, параллельным плоскости падения. Зеркала  $S_1$  и  $S_2$ , между которыми помещается трубка, делаются обычно сферическими с многослойными диэлектрическими покрытиями. Они имеют высокие коэффициенты отражения и практически не поглощают свет. Пропускаемость зеркала, через которое пре-

имущественно выходит излучение лазера, составляет обычно 2%, другого — менее 1%. Между электродами трубки прикладывается постоянное напряжение 1—2 кВ. Катод  $K$  трубки может быть холодным, но для увеличения разрядного тока применяют также трубки с пустотелым цилиндрическим анодом, катод которых нагревается низковольтным источником тока. Разрядный ток в трубке составляет несколько десятков миллиампер. В первом варианте гелий-неонового лазера, построенном Мейманом, применялась безэлектродная трубка, в которой возбуждался высокочастотный разряд. Лазер может работать и в непрерывном, и в импульсном режиме. Он генерирует красный свет с длиной волны 632,8 нм и может генерировать также инфракрасное излучение с длинами волн 1,150 и 3,390 мкм. Но тогда необходимо иметь торцевые окна, прозрачные для инфракрасного света, и зеркала с высокими коэффициентами отражения в инфракрасной области спектра.

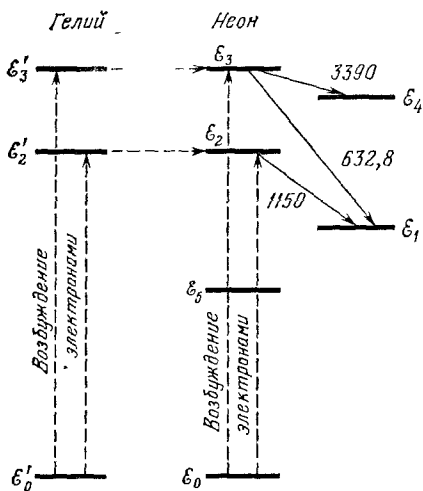


Рис. 352.

3. Рассмотрим теперь, как возникает инверсная заселенность атомов неона. Упрощенная схема уровней неона приведена справа на рис. 352. Выше уровня  $E_4$  у неона имеется еще 28 уровней с энергией, меньшей  $E_3$ , но они для нас не имеют значения и на рисунке не изображены. Возбуждение атомов неона происходит в результате *столкновений их с электронами газоразрядной плазмы*. При определенном режиме разряда этот процесс может привести к инверсной заселенности уровней  $E_1$  и  $E_2$ . Однако заселенность уровней  $E_1$  и  $E_3$ , а также уровней  $E_4$  и  $E_3$  остается неинверсной. Инверсной заселенности препятствует долгоживущий метастабильный уровень  $E_5$ , лежащий немного ниже короткоживущего уровня  $E_1$ . Заселенность уровня  $E_5$  велика, за счет этого происходит пополнение быстро опустошающегося уровня  $E_1$ , и инверсии заселенности между уровнями  $E_1$  и  $E_3$  не возникает.

Добавление гелия меняет дело. Из всех уровней гелия, помимо нормального  $E'_0$ , для работы лазера имеют значение метастабильные уровни  $E'_2$  и  $E'_3$  с энергиями 19,82 и 20,61 эВ соответственно. Спонтанный радиационный переход с этих уровней на основной уровень  $E'_0$  «запрещен», т. е. происходит с очень малой вероятностью. Поэтому время жизни атома на уровнях  $E'_2$  и  $E'_3$  очень велико.

В результате электронных ударов на этих метастабильных уровнях накапливается очень много атомов гелия. Но уровни гелия  $\mathcal{E}'_2$  и  $\mathcal{E}'_3$  почти совпадают с уровнями  $\mathcal{E}_2$  и  $\mathcal{E}_3$  неона. Благодаря этому при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона интенсивно происходят *безызлучательные переходы* атомов гелия в невозбужденное состояние с резонансной передачей энергии атомам неона. Этот процесс возбуждения атомов неона на рис. 352 символически изображен горизонтальными пунктирными стрелками. В результате концентрации атомов неона на уровнях  $\mathcal{E}_2$  и  $\mathcal{E}_3$  сильно возрастают, и возникает инверсная заселенность по отношению к уровням  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_3$ , а разность заселенностей уровней  $\mathcal{E}_2$  и  $\mathcal{E}_1$  увеличивается в несколько раз.

Выясним в заключение влияние *столкновений* атомов неона со стенками трубки. Такие столкновения практически не влияют на заселенность уровней  $\mathcal{E}_2$  и  $\mathcal{E}_3$  и непосредственно уровня  $\mathcal{E}_1$ , так как все эти уровни *короткоживущие*. За время жизни в возбужденных состояниях на этих уровнях атомы неона практически не успевают доходить до стенок трубки. Указанные уровни разрушаются значительно раньше. Напротив, на уровне  $\mathcal{E}_5$  возбужденные атомы живут долго, претерпевая в этих состояниях многочисленные столкновения со стенками трубки. Столкновения разгружают уровень  $\mathcal{E}_5$ , в результате чего атомы неона переходят с уровня  $\mathcal{E}_1$  на уровень  $\mathcal{E}_5$ . Опустошение уровня  $\mathcal{E}_1$  происходит быстрее, чем при заселенном уровне  $\mathcal{E}_5$ . Разница заселенностей уровней  $\mathcal{E}_3$  и  $\mathcal{E}_1$  увеличивается, что повышает эффективность работы лазера. Процесс опустошения уровня  $\mathcal{E}_1$  происходит наиболее эффективно при некотором *оптимальном диаметре трубки*. опыты показали, что максимальная мощность гелий-неонового лазера достигается при диаметре трубки  $\sim 7$  мм. При больших диаметрах мощность лазера падает, несмотря на сильное увеличение объема рабочего газа (объем трубки пропорционален квадрату ее диаметра). Это связано с тем, что эффективное опустошение уровня  $\mathcal{E}_1$  происходит у атомов, находящихся *вблизи стенок трубки*, а атомы, находящиеся вблизи ее центра, *практически выключаются из процесса генерации*.

## § 123. Нелинейная поляризация среды

1. Изобретение лазеров сделало возможным экспериментировать с интенсивными световыми пучками, в которых напряженность электрического поля не пренебрежимо мала по сравнению с внутриатомными и внутримолекулярными полями (см. § 5, пункт 3). В таких пучках возникают уже *нелинейные оптические явления*, и притом не только как малые поправки к линейным, но также и как явления *крупного масштаба*, нашедшие важные практические применения. О некоторых нелинейных явлениях в оптике (увеличение прозрач-