



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Г. Басов, Ю. М. Попов, А. В. Успенский, Возможность модуляции излучения полупроводникового квантового генератора путем разогрева носителей тока, *Докл. АН СССР*, 1967, том 173, номер 5, 1036–1039

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

17 марта 2025 г., 08:07:11



Академик Н. Г. БАСОВ, Ю. М. ПОПОВ, А. В. УСПЕНСКИЙ

ВОЗМОЖНОСТЬ МОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА ПУТЕМ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Небольшие размеры и малые времена жизни неравновесных носителей тока в полупроводниковых квантовых генераторах делают их особенно перспективными для использования в качестве сверхбыстродействующих оптических переключателей. Скорости переключения, которые здесь можно достичь, определяются несколькими характерными временами.

1) Если модулировать подводимое возбуждение, то изменение интенсивности излучения определяется спонтанным временем жизни неравновесных носителей (для арсенида галлия $\sim 10^{-9}$ сек.) (1).

2) Второе характерное время, которое может определять быстродействие, — это время изменения инверсной населенности при индуцированных переходах либо за счет внешнего излучения, либо за счет собственного поля в самом генераторе (различные типы пичков). В этом случае характеристическое время может быть значительно короче спонтанного времени жизни неравновесных носителей, хотя в настоящее время трудно указать то предельное быстродействие, которое возможно получить, используя это характерное время (2).

Достигнутые сейчас величины электромагнитного поля в резонаторе полупроводниковых квантовых генераторов позволяют реализовать времена $10^{-10} \div 10^{-11}$ сек.

3) Временем модуляции добротности резонатора. В принципе характеристическое время в этом случае может быть уменьшено до времени установления в резонаторе ($\sim (\omega_0/Q)^{-1}$, где Q — добротность резонатора, ω_0 — частота излучаемого света). Для полупроводниковых генераторов это время может быть сделано короче 10^{-12} сек. Однако пока не видно путей технической реализации даже гораздо более длинных времен переключения за счет изменения добротности резонатора.

4) В этой статье мы обсудим возможность изменения интенсивности излучения полупроводникового генератора путем уменьшения инверсной населенности, фактически — коэффициента усиления, при разогреве электронно-дырочного газа. Разогрев может быть осуществлен интенсивным оптическим излучением. В отличие от случая 2), здесь не происходит изменения числа активных электронно-дырочных пар, а изменяется лишь их эффективная температура.

Если в случае 2) частота внешнего излучения не может быть меньше ширины запрещенной зоны и излучение должно иметь достаточно узкий спектр, то разогрев носителей удобнее осуществить более длинноволновым излучением, причем это излучение может иметь широкий спектр. При использовании длинноволнового излучения для срыва генерации нужна, как это следует из выводов, полученных в конце статьи, и меньшая мощность по сравнению со случаем 2) (там эта мощность сравнима с генерируемой мощностью).

Как будет показано в дальнейшем, время увеличения и уменьшения температуры носителей связано с временем замедления носителей, обладающих наибольшей эффективной массой (3).

Будем предполагать, что у нас осуществляется в полупроводнике режим генерации вблизи порога самовозбуждения и, следовательно, возбуждается лишь один тип колебаний (одномодовый режим). В этом случае скоростные уравнения для изменения во времени числа фотонов и неравновесных электронов дырок имеют вид

$$\begin{aligned} dN/dt &= -N/\tau_r + ckNV; \\ dn_e/dt &= (n_e^0 - n_e)/\tau_e - kcN; \quad dn_p/dt = (n_p^0 - n_p)/\tau_p - kcN, \end{aligned} \quad (1)$$

где N — число фотонов в резонаторе; c — скорость света; k — коэффициент усиления (см^{-4}); V — объем активной области полупроводникового диода; n_e (n_p) — плотность неравновесных электронов (дырок); n_e^0 (n_p^0) — начальная плотность электронов и дырок, характеризующая подсветку; τ_e — время жизни электронов; τ_p — время жизни дырок при отсутствии электромагнитного поля; τ_r — время жизни фотонов в резонаторе.

Увеличение температуры неравновесных носителей, естественно, уменьшит инверсную населенность, что приведет к уменьшению коэффициента усиления и уменьшению числа генерируемых фотонов.

В расчете мы всюду будем предполагать, что время столкновения между носителями настолько мало, что электронно-дырочный газ имеет единую температуру, которая может отличаться от температуры решетки. Это предположение оправдано, поскольку в полупроводниковых генераторах время столкновения между носителями $\sim 10^{-13}$ сек., что меньше всех других характеристических времен (⁴).

Влияние температуры электронно-дырочного газа на коэффициент усиления связано прежде всего со степенью вырождения электронов и дырок. При сильном вырождении рекомбинирующих электронов и дырок сравнительно небольшое изменение температуры слабо скажется на инверсной населенности, и эффект уменьшения числа фотонов будет мал. Если же носители одного сорта не вырождены (безразлично дырки или электроны), то небольшое изменение их температуры сильно скажется на инверсной населенности и коэффициенте усиления.

Мы будем исходить из модели полупроводника, в котором излучательная рекомбинация происходит при межзонном переходе. Такая модель справедлива для чистого полупроводника, возбуждаемого электронным пучком или оптическим излучением.

Мы будем предполагать, что электронный газ вырожден, а дырки, поскольку они обладают большей эффективной массой, не вырождены. Связь между концентрацией электронов (дырок) и соответствующими квазиуровнями Ферми имеет вид

$$n_e = 4/3\pi [8m_e\mu_e/\hbar]^{3/2}; \quad n_p = 2[2\pi m_p kT/\hbar^2]^{3/2} \exp(\mu_p/kT). \quad (2)$$

Здесь μ_e и μ_p — квазиуровни Ферми; m_e и m_p — массы электронов и дырок. Если воспользоваться видом коэффициента усиления для случая прямых межзонных переходов (⁴), то для интересующего нас случая в предположении (⁵) нетрудно получить коэффициент усиления в максимуме:

$$K(\omega) = \frac{2\alpha}{3\sqrt{3}} \frac{1}{kT} [\mu_e + \mu_p]^{3/2} \exp(\mu_n/kT), \quad (3)$$

где $\alpha = 4\sqrt{2}e^2|\langle M \rangle|^2(m^*)^{3/2}/\sqrt{D}m^2\hbar^3\omega c$; ω — частота излучения; D — диэлектрическая постоянная полупроводника; $\langle M \rangle$ — матричный элемент оператора импульса; m^* — приведенная масса электрона и дырки.

Подставив выражения (2) и (3) в систему уравнений (1), для стационарного случая получаем выражение для числа фотонов N в резонаторе как функцию температуры. Вычисления несложны, но громоздки; громоздко также окончательное выражение для числа фотонов, так что мы

его приводить здесь не будем, а поступим следующим образом. Введем величину δ , характеризующую изменение температуры электронно-дырочного газа

$$\delta = (T - T_0) / T_0,$$

и величину β , которую мы введем следующим образом:

$$\beta = [n_e^n(T_1) - n_e^n(T_0)] / n_e^n(T_0),$$

где $n_e^n(T)$ — пороговая плотность электронов при температуре T . Если при $T = T_0$ была генерация, то величина β определяет (в относительных единицах), на сколько нужно поменять пороговое значение плотности электронов, чтобы сорвать генерацию.

Нас интересует вопрос, на сколько надо изменить температуру электронно-дырочного газа, чтобы сорвать генерацию? Ответ на этот вопрос дается связью δ и β .

Для случая прямых межзонных переходов расчет показывает, что связь между δ и β определяется формулой

$$\beta = \delta [5/2 + 3/4 kT_0 / (\mu_e^0 + \mu_p^0) - 3/2 \mu_p^0 / (\mu_e^0 + \mu_p^0)], \quad (4)$$

где μ_e^0, μ_p^0 связаны с начальными концентрациями электронов и дырок* выражениями (2), в которых n_e и n_p заменены на n_e^0, n_p^0 , а μ_e, μ_p, T на μ_e^0, μ_p^0, T_0 . Из формулы (4) видно, что β и δ связаны коэффициентом $5/2$, т. е. при изменении температуры носителей на 10% можно сорвать генерацию, если начальное превышение над порогом 25%.

Так как в случае сильно легированных полупроводников возможны другие механизмы излучательной рекомбинации, то нами, кроме межзонных переходов, были рассмотрены и другие модели; переход зона — примесь, причем плотность состояний в зоне проводимости либо $\sim (\hbar\omega - \Delta)^{1/2}$, либо $\sim \exp(E/E_0)$, а примесный уровень описывается δ -функцией. Если населенность на примесном уровне не зависит от температуры, то расчет показывает, что $\beta \sim \delta$ (коэффициент пропорциональности в зависимости от предположений колеблется от нескольких единиц до нескольких десятых).

Если же число дырок на примесях меняется с температурой, причем $P(T) = N_n^2 / 2N_{эфф} \exp(\frac{\Delta}{kT})$, то срыв генерации из-за разогрева носителей может оказаться весьма эффективным. Так, если плотность состояний в зоне проводимости $\sim (\hbar\omega - \Delta)^{1/2}$, то связь между β и δ имеет вид $\beta = \frac{3\Delta}{kT_0} \delta$, и если $3\Delta \gg kT_0$, то генерацию сравнительно легко сорвать.

Рассмотрим теперь вопрос о связи температуры электронно-дырочного газа с интенсивностью разогревающего оптического излучения. Поскольку температура электронов и дырок одна и та же, то, согласно работе (6), передача энергии от электронно-дырочного газа решетке будет осуществляться носителями, имеющими наименьшую подвижность, т. е. дырками. В случае отсутствия вырождения изменение энергии определяется (6)

$$dE/dt = 2a_0(kT)^{1/2} kT_0 \delta n_p. \quad (5)$$

Если на полупроводник падает свет интенсивности I , то энергия, поглощаемая в единице объема:

$$dE/dt = I(\sigma_e n_e + \sigma_p n_p), \quad (6)$$

где σ_e и σ_p — сечения поглощения света для электрона и дырки.

Приравнявая (5) и (6), получим:

$$I = \frac{2a_0(kT_0)(kT)^{1/2}\delta}{\sigma_e n_e / n_p + \sigma_p} \approx \frac{2a_0(kT_0)^{3/2}\delta}{\sigma_e n_e / n_p + \sigma_p}.$$

* Начальные концентрации электронов и дырок (n_e^0, n_p^0) определяются начальным возбуждением (см. уравнения (1)).

Здесь

$$a_0 = 8u^2e / 3\sqrt{\pi}\mu(T) (kT)^{3/2}.$$

Для $T = 78^\circ \text{K}$, $\mu(T) = 10^5 \text{ см}^2/\text{CGSE сек}$, $\frac{n_e}{n_p} \sigma_e \sim 10^{-17} \text{ см}^2$ ($\lambda = 1\mu$) имеем $I \approx 4 \cdot 10^7 \delta (T_0/78)^{3/2} \text{ Вт/см}^2$.

Если взять $\delta = 0, 1$, т. е. β (см. формулу (4)) равно 0,25, а это значит, что изменением температуры на 10% срывается генерация при 25% превышении порога, то I составляет $4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Поскольку сечение поглощения свободными носителями пропорционально квадрату длины волны, то для более длинноволнового излучения величина будет значительно меньше.

За какие времена произойдет нагревание электронно-дырочного газа? Объединяя (5) и (6), получим, что изменение энергии газа как функция времени определяется

$$dE/dt = I(\sigma_e n_e + \sigma_p n_p) - 2a_0(kT)^{1/2} kT_0 n_p \delta.$$

Если принять, что $E = 1,5kT (n_e + n_p)$ (5) и учесть, что n_e и n_p не меняются при нагревании, то получим, что температура электронно-дырочного газа приближается к стационарному значению (см. формулу (7)) по экспоненциальному закону с показателем $-2a_0(kT_0)^{1/2}/1,5$, т. е. нагрев газа происходит за время $\sim 1,5/2a_0(kT_0)^{1/2}$. Подставляя характерное значение a_0 , получаем величину $\sim 10^{-11}$ сек.

После выключения разогревающего оптического излучения носители за то же самое характерное время $\sim 1,5/2a_0(kT_0)^{1/2}$ замедлятся, т. е. время замедления $\sim 10^{-11}$ сек.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
16 I 1967

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ W. F. Kosonovsky, IEEE, Spectrum, 2, № 3, 183 (1965). ² Н. Г. Басов, Ю. М. Попов, А. Н. Ораевский, Тр. Лейпцигск. конфер., 1965. ³ О. Н. Крохин, Ю. М. Попов; ЖЭТФ, 38, 1589 (1960). ⁴ Ю. М. Попов, Тр. Физ. инст. им. П. Н. Лебедева АН СССР, 31, 3 (1965). ⁵ О. Н. Крохин, ФТТ, 7, 2612 (1965). Ю. М. Попов, ФТТ, 6, 2445 (1964).