

ДИНАМИКА ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ,
РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДНИК В УСЛОВИЯХ
МЕЖДУЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЛИ УСИЛЕНИЯ

Д. П. Лисовец, В. Г. Михайлов, И. А. Полуэктов,
Д. М. Попов

УДК 535.345.1

Предсказывается разбиение на субимпульсы постоянной амплитуды мощной световой волны, распространяющейся в полупроводнике в условиях междузонного взаимодействия. Подобный эффект может быть использован для получения коротких и ультракоротких импульсов света в полупроводниковых усилителях и генераторах.

I. В работах /1,2/ нами с соавторами была получена самосогласованная система уравнений для поля и материальных переменных, описывающая распространение мощного излучения через полупроводник в условиях междузонного взаимодействия ($\hbar\omega > \Delta$). Здесь ω - частота света, падающего на полупроводник, Δ - ширина его запрещенной зоны. Релаксационные члены в материальных уравнениях /1,2/ имеют вид точных интегралов столкновений, в которых учтено влияние сильного поля световой волны. Было проведено численное интегрирование подобной системы уравнений в случае, когда световая волна на входе в полупроводник имела вид импульса с гауссовой временной формой /2/. Получен ряд интересных результатов, характеризующих эволюцию подобных импульсов по мере их распространения вглубь полупроводника. С другой стороны, в работе /3/ изучалось насыщение междузонного поглощения сильного светового поля в полупроводнике для случая, когда амплитуда поля остается постоянной, не зависящей от координат и времени. Следует отметить, что в /3/ впервые изучена динамика насыщения поглощения во времени. Однако, в /3/ не было учтено обратное влияние изменения состояния среды на световое поле, т.е. не решалась самосогласованная задача. Не был рассмотрен также случай междузонного уси-

ления. В настоящей работе проведено численное интегрирование самосогласованной системы уравнений для среды и поля; при этом световое поле на входе в полупроводник имеет постоянную амплитуду с экспоненциально нарастающим передним фронтом. Рассмотрены случаи поглощения и усиления.

2. Как было показано в /2/, при достаточно мощных световых полях ($\lambda > \hbar\omega_0$; $\lambda = \mu\hat{c}$, μ - дипольный момент междузонного перехода, \hat{c} - медленная амплитуда поля, $\hbar\omega_0$ - энергия, передаваемая в одном акте столкновений) неупругие процессы столкновений в значительной степени подавляются. В результате, при учете лишь квазиупругой части релаксации, эволюция световой волны описывается следующей системой уравнений /2/:

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_1 &= \gamma\Phi_2 - \varphi_1(y) [\Phi_1 + F_1]; & \dot{F}_1 &= \gamma F_2 - f_1(y) [\Phi_1 + F_1]; \\ \dot{\Phi}_2 &= -\gamma\Phi_1 - \lambda N; & \dot{F}_2 &= -\gamma F_1 - \lambda M - f_2(y) [\Phi_2 - F_2]; \\ \dot{N} &= \lambda\Phi_2; & \dot{M} &= \lambda F_2; & \frac{\partial \lambda}{\partial z} &= -\int_0^{\infty} \Phi_2(y) dy; \end{aligned} \quad (I)$$

$$f_1(y) = 2\beta \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{y^2 + \beta^2}} / \left[(1 + y/y_0)^{1/2} + (1 - y/y_0)^{1/2} \right],$$

$$y \leq y_0; \quad f_1(y) = 0, \quad y > y_0,$$

$$\varphi_1(y) = (1 - y^2/y_0^2)^{1/2} f_1(y), \quad y \leq y_0; \quad \varphi_1(y) = 0, \quad y > y_0,$$

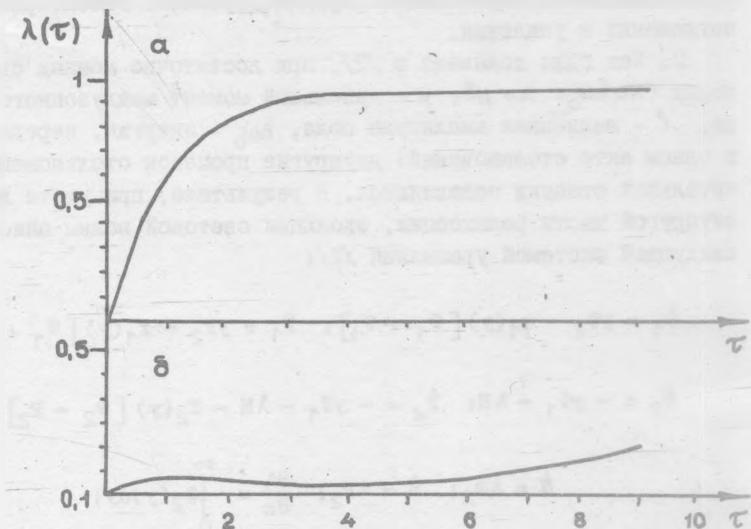
$$f_2(y) = \frac{1}{2} \beta^2 / f_1(y), \quad y \leq y_0; \quad f_2(y) = 0, \quad y > y_0,$$

граничные условия для λ имеют вид

$$\lambda(0, \tau) = \lambda_0 (1 - e^{-\tau}), \quad \tau \geq 0. \quad (2)$$

Все величины в (I), (2) обезразмерены: $z \rightarrow zk_0$, $\tau \rightarrow t/\tau_0$, $\lambda_0 \rightarrow \lambda_0 \tau_0$, $y \rightarrow y\tau_0$, $\beta = \Gamma\tau_0$. Здесь k_0 - линейный коэффициент междузонного

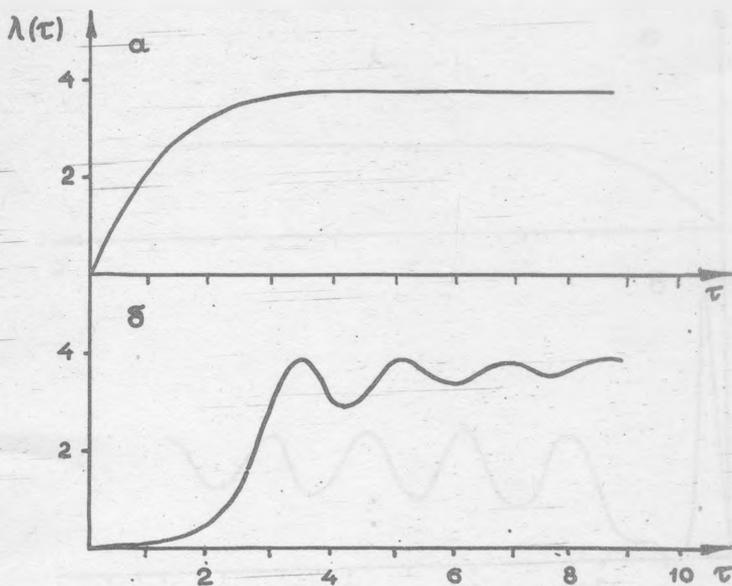
поглощения, τ_0 - время нарастания переднего фронта амплитуды импульса света на входе в среду, Γ^{-1} - элементарное время столкновений электронов с фононами, $\gamma_0 = (\omega - \Delta/\hbar)\tau_0$. Кроме того, для простоты рассматривается случай идентичных зон, т.е. эффективные



Р и с. 1. Эволюция излучения в условиях поглощения;
 $\lambda_0 = 1, \beta = 0,3$; а) $z = 0$, б) $z = 1$

массы электронов в обеих зонах считаются одинаковыми. Видно, что решения системы (I) с граничными условиями (2) зависят от трех параметров: $\lambda_0, \gamma_0, \beta$. Численное интегрирование (I) проводилось для большого числа значений указанных параметров; при этом рассматривались ситуации, когда первоначально полупроводник находился либо в поглощающем, либо в усиливающем состоянии. Наиболее характерные результаты приведены на рис. 1, 2, 3. Видно, что в случае слабого поля ($\lambda_0 < 1$) имеет место обычное поглощение (или линейное усиление). С другой стороны, для сильного поля ($\lambda_0 > 1$) ситуация меняется. В случае поглощающей среды имеет

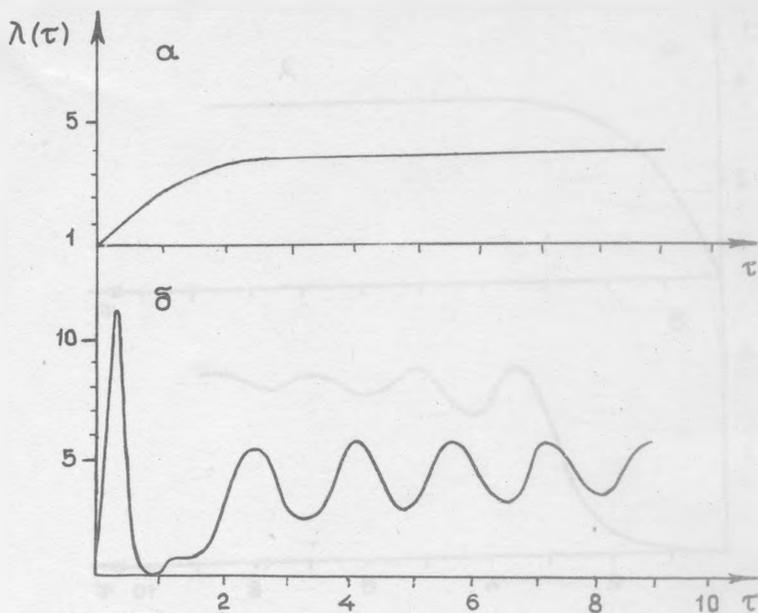
место модуляция временной структуры падающего импульса с частотой $\sim \lambda_0/\beta$; при этом ситуация слабо меняется для $0,1 \leq \beta < 1$. Это говорит о том, что сильная нелинейность ($\lambda_0 \gg 1$) приводит к разб-



Р и с. 2. Эволюция излучения в условиях поглощения;
 $\lambda_0 = 4, \beta = 0,3$; а) $\varepsilon = 0$, б) $\varepsilon = 1$

еним амплитуды светового поля на субимпульсах. При этом возникает явная "задержка" в распространении световой волны, что характерно для когерентного взаимодействия поля и резонансной среды [2]. По мере увеличения времени ($\tau \gg 1$) столкновения сглаживают модуляцию амплитуды, которая наиболее ярко проявляется вблизи переднего фронта волны. Очевидно, что с увеличением величины λ_0 (т.е. с ростом световой мощности) число субимпульсов, возникающих за передним фронтом волны, должно увеличиваться, а их длительность τ_0 уменьшаться. Это связано с тем, что величина τ_0 определяется из условия $\lambda_0 \tau_0 \approx 2\pi$. Уменьшение τ_0 приво-

дит к более четкому разбиению интенсивности на последовательность субимпульсов. Весьма интенсивно подобный процесс (как это видно из рис. 3) происходит в случае усиления. Мощность образовавшегося



Р и с. 3. Эволюция излучения в условиях усиления;
 $\lambda_0 = 4, \beta = 0,3$; а) $z = 0$, б) $z = 1$

ся на переднем фронте импульса начинает быстро расти, почти полностью перерабатывая инверсию; в результате амплитуда следующих за ним субимпульсов меняется мало. Этот процесс имеет много общего с известной неустойчивостью одномодовой генерации. Известно, что при определенной мощности стационарная одномодовая генерация (в двухуровневых системах) сменяется генерацией коротких импульсов /4/. Полученные в нашей работе результаты описывают подобный эффект в полупроводниковых усилителях, хотя легко могут быть обобщены на случай генераторов.

Поступила в редакцию
 31 января 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Александров, Ю. П. Лисовец, В. Ф. Елесин, И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, Препринт ФИАН № 176, Москва, 1976 г.
2. А. С. Александров, Ю. П. Лисовец, В. Ф. Елесин, В. Г. Михайлов, И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, Квантовая электроника 5, № 2, 359 (1978).
3. А. С. Александров, В. Ф. Елесин, А. М. Кремлев, И. А. Полуэктов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 3 (1977).
4. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский, Квантовая электроника 1, № 10, 2264 (1974).
5. В. И. Молочев, В. Н. Морозов, В. Ф. Литвинов, А. С. Семенов, В. В. Никитин, Письма ЖЭТФ, 19, вып. 12, 747 (1974).