

**О ВОЗМОЖНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
СОСТОЯНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ОСВЕЩЕНИИ
ИНТЕНСИВНЫМ СВЕТОМ
ЗА СЧЕТ ТРОЙНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ**

Н. Н. Дегтяренко, В. Ф. Елесин

1. В последнее время в ряде работ [1 – 3] экспериментально исследовались процессы, происходящие в полупроводниках при поглощении лазерного излучения большой интенсивности. В работе Вавилова с сотрудниками [1] было показано, что при высоких уровнях фотовозбуждения доминирующим процессом является оже-рекомбинация зона – зона (тройная), и определен коэффициент этой рекомбинации C . При этом оказалось, что экспериментальная величина коэффициента C отличается от рассчитанной по [4] для кремния на четыре порядка, кроме того, экспериментально не была обнаружена зависимость от температуры, предсказанная в [4].

В настоящей работе обращается внимание на то, что при больших интенсивностях света, становится существенным нагрев электронов и дырок за счет тройной рекомбинации. Действительно, рекомбинирующий электрон отдает энергию порядка ΔE (ΔE – ширина запрещенной зоны) электрон-дырочному газу, который характеризуется эффективной температурой θ , большей температуры решетки T . Кроме того, в работе показано, что этот разогрев приводит к неустойчивости стационарного состояния полупроводника.

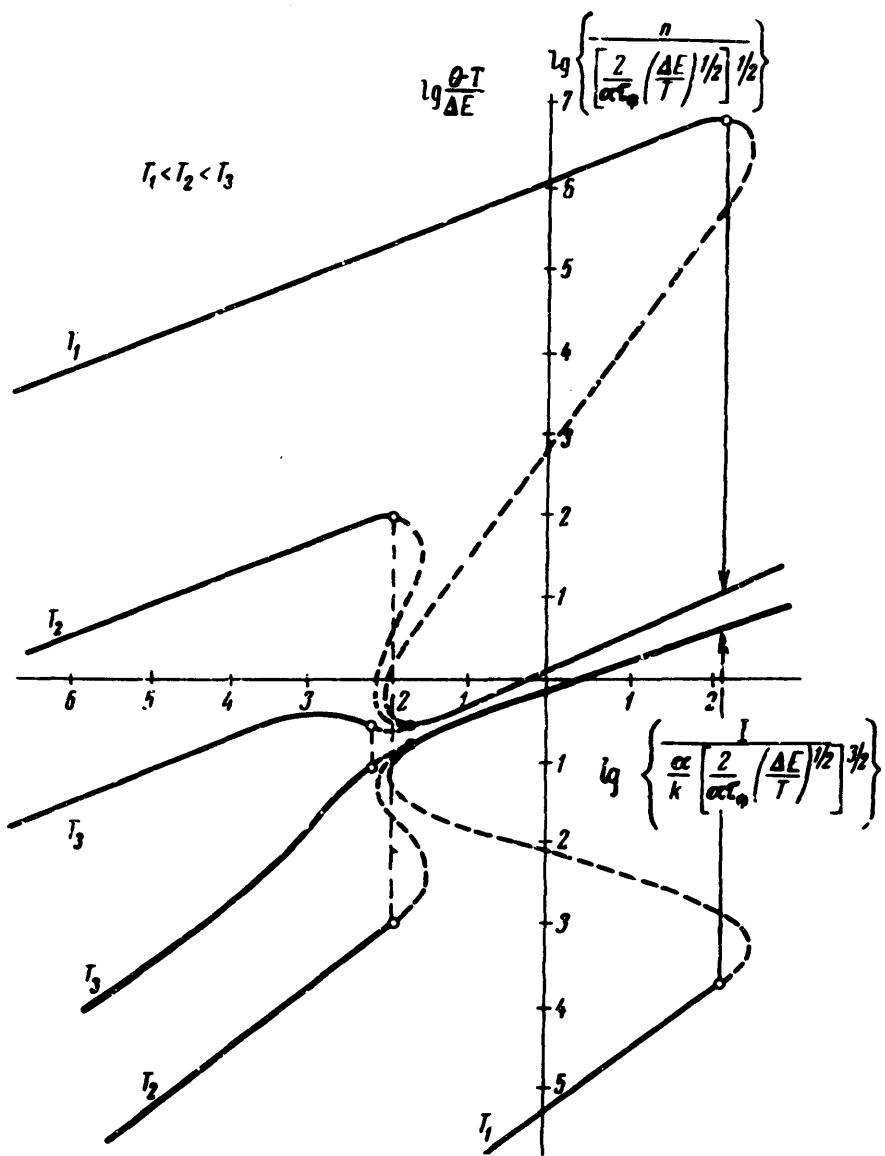
Физическая причина неустойчивости обусловлена тем, что вероятность тройной рекомбинации резко возрастает с температурой θ (как $\exp\{-\Delta E/\theta\}$). Поэтому повышение θ за счет рекомбинационного нагрева увеличивает вероятность тройной рекомбинации, что приводит в свою очередь к дальнейшему повышению температуры и так далее.

2. Ниже мы ограничимся рассмотрением простейшей двухзонной модели с квадратичным законом дисперсии и равными массами для электронов и дырок. Будем считать электроны (дырки) невырожденными и учитывать только тройную рекомбинацию (случай больших I).

Пусть полупроводник освещается светом с интенсивностью I и частотой ω , несколько превышающей ширину запрещенной зоны ($\hbar\omega \geq \Delta E$). Тогда система описывается следующими уравнениями для концентрации электронов n и эффективной температуры θ :

$$\frac{dn}{dt} = I k - \alpha n^3 \left(\frac{\Delta E}{\theta} \right)^{3/2} \exp\{-\Delta E/2\theta\}, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{d(n\theta)}{dt} = - \frac{\theta - T}{\tau_\phi} \left(\frac{\theta}{T} \right)^{1/2} n + \frac{\Delta E}{2} \alpha n^3 \left(\frac{\Delta E}{\theta} \right)^{3/2} \exp\{-\Delta E/2\theta\}, \quad (2)$$



Зависимость концентрации носителей n и их температуры θ от интенсивности излучения I . Область неустойчивости выделена пунктиром. Тонкие линии — $\lg \left\{ n / \left[(2/r_{\Phi} \alpha) (\Delta E/T)^{1/2} \right]^{1/2} \right\}$. Толстые линии — $\lg (\theta - T/\Delta E)$.

которые получаются обычным способом из кинетического уравнения. В уравнении (1) первый член описывает рождение электронов в зоне проводимости за счет поглощения света с коэффициентом поглощения $k(\omega)$, второй член ответственен за ударную рекомбинацию. Первое слагаемое в (2) равно скорости передачи энергии решетке с характерным временем r_{Φ} , а второе — учитывает нагрев электронного газа за счет тройной рекомбинации. В (1, 2) предположено, что концентрация неравновесных но-

сителей значительно превосходит концентрацию равновесных и использованы обозначения:

$$\alpha = \frac{2^4 \pi^{5/2} e^4 h^3}{3 m_e^2 \kappa^2} |F_1 F_2|^2 (\Delta E)^{-3} \approx 1,6 \cdot 10^{-27} \left(\frac{m_o}{m_e} \right)^2 \frac{|F_1 F_2|^2}{\kappa^2 (\Delta E [\text{эв}])^3},$$

где κ — диэлектрическая проницаемость, F_1 и F_2 — интегралы перекрытия ψ -функций зоны проводимости и валентной зоны.

3. Решение уравнений (1, 2) в стационарном случае приведено на рисунке. Из рисунка видно, что при малых интенсивностях, когда $\theta \approx T$, n зависит от интенсивности как $l^{1/3}$. С повышением l рост n замедляется. Изменение зависимости связано с разогревом носителей и эффективно проявляется, как увеличение вероятности рекомбинации, что качественно согласуется с экспериментальными результатами [1]. Вместе с тем, стационарные состояния системы в принятой модели оказываются неустойчивыми уже при небольших перегревах.

4. Используя обычную методику [5], получаем, что система становится неустойчивой в области температур

$$\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2, \text{ где } \theta_1 \approx T[1 + 2(T/\Delta E)]; \quad \theta_2 \approx \Delta E/7.$$

Причем величина критической интенсивности света (соответствующая $\theta = \theta_1$) равна

$$I_1 \approx \frac{\alpha}{k} \left(\frac{2}{\alpha r_\phi} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{\Delta E} \right)^{15/4} \exp(\Delta E/4T).$$

Оценка для кремния при $T = 300^\circ\text{K}$, освещаемого неодимовым лазером, дает величину $I_1 \approx 4 \cdot 10^{24} \text{ ксант/см}^2 \cdot \text{сек}$. Интересно отметить, что получающаяся величина близка к пороговой интенсивности, при которой происходит разрушение образца [3].

Анализ системы уравнений (1), (2) дает основания полагать, что при определенных условиях осуществляется режим, в котором концентрация n и температура θ испытывают периодические колебания.

В заключении выражаем благодарность Ю.А.Быковскому, В.А.Фурманову за ценные обсуждения работы

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
12 марта 1971 г.

Литература

- [1] Л.М.Блинов, Е.А.Боброва, В.С.Вавилов, Г.Н.Галкин. ФТТ, 9, 3221, 1967.
- [2] Е.А.Боброва, В.С.Вавилов, Г.Н.Галкин. ФТП, 3, 1232, 1967.
- [3] А.А.Гринберг, Р.Ф.Мехтиев, С.М.Рывкин, В.М.Салманов, Н.Д.Ярошевский. ФТТ, 9, 1390, 1967.
- [4] Дж.Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках. М., Изд. Мир, 1964.
- [5] А.А.Андронов, А.А.Витт, С.Э.Хайкин. Теория колебаний. М., 1959.