

ВЛИЯНИЕ ФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА РОСТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ПРИ ЭМИ

Рассматриваются условия однофотонного поглощения в полупроводниковых структурах при воздействии электромагнитных импульсов (ЭМИ). Показано изменение фотонного и электронного теплопереноса, обусловленное изменением коэффициента фотонного поглощения при ЭМИ короткой длительности.

Электромагнитный импульс, полупроводниковая структура, теплоперенос, фотонное поглощение

Введение

Основной причиной необратимого отказа полупроводниковых структур (ПС) при воздействии мощного ЭМИ являются тепловые процессы, протекающие в объёме кристалла [1]. Наводки от ЭМИ могут вызвать увеличение значения протекающего через полупроводниковый прибор тока, в результате чего в приборе происходит выделение избыточной мощности и нагрев. Поскольку р-п-переход ПС обладает достаточно большим сопротивлением, но малыми размерами, то часть этой мощности выделится именно в области перехода, вызвав нагрев как самого перехода, так и прилегающей к нему области. Непрерывное воздействие мощного ЭМИ с малой длительностью в течение некоторого достаточно продолжительного времени приводит к возрастанию переменной составляющей протекающего через р-п-переход тока. Вследствие индукции этой цепи возникает переменное электромагнитное поле (ЭМП) в области перехода, что становится дополнительным фактором, влияющим на условия локального теплопереноса [2]. Ранее этот важный эффект не учитывался при тепловом моделировании реакции полупроводниковых структур на ЭМИ. Воздействие внешнего поля часто обусловлено также ближайшей областью металлизации, в которой вследствие ЭМИ индуцируется переменное электромагнитное поле [3, 4]. Очевидно, возникающее поле окажет воздействие преимущественно на теплоперенос, базирующийся на наиболее восприимчивых к нему носителях: электронах и фотонах. Поэтому далее рассмотрим изменение этих двух составляющих теплопроводности с учётом изменения температуры.

При появлении электромагнитного поля электрон получает дополнительный импульс, который передает другому электрону или атому при столкновении. Атом в свою очередь также может принять квант энергии и перевести свои электроны на более высокие валентные уровни или даже в зону проводимости [5]. Одновременно идет процесс увеличения температуры, что влияет на увеличение подвижности носителей заряда и их дополнительной генерации, но при этом также возрастает и количество фотонов. В результате оказывается, что количество носителей, переносящих тепловую энергию (электроны, фотоны), резко возрастает, и, как следствие, локальный теплоперенос должен возрастать. С другой стороны, увеличивается количество столкновений между этими носителями и с возросшим количеством фоно-

нов, что мешает направленной передаче тепла и должно препятствовать росту теплопроводности. Таким образом, нужно определить, какой из двух взаимоисключающих процессов будет доминировать при ЭМИ определённой частоте в заданном температурном диапазоне.

Изменение коэффициента фотонного поглощения при ЭМП

Взаимодействие электронов и фотонов в полупроводнике в большинстве случаев происходит при непосредственном участии фонона [6]. Для упрощения анализа будем учитывать только упругие столкновения электронов с фотонами в модели однофотонного поглощения, так как вклад двух- и трёхфотонного поглощения есть смысл учитывать только при наличии очень сильных полей.

В рассматриваемом диапазоне частот ЭМП 0,1...1 ГГц энергия фотона равна около 0,1 эВ, а тепловая энергия носителей тока в кремнии при комнатной температуре 0,03 эВ [7]. Видно, что энергия фотона превышает энергия электрона. Отсюда следует, что при данной температуре присутствует только процесс поглощения фотонов, причем импульс фотона передаётся как электрону, так и фонону (иначе нарушался бы закон сохранения импульса). Тогда для коэффициента поглощения можно записать [6, 7]:

$$A_a = \frac{8\pi n}{cE_0^2} \int W^{(\nu)} \nu \hbar \omega, \quad (1)$$

где n – концентрация свободных носителей заряда; c – скорость света в вакууме; E_0 – напряжённость ЭМП; $W^{(\nu)}$ – вероятность поглощения фотона в единицу времени; ν – число одновременно поглощаемых фотонов; \hbar – постоянная Планка; ω – частота фотона.

В интересующем нас температурном диапазоне электроны рассеиваются преимущественно на акустических фононах. Для этого типа рассеивания значение вероятности однофотонного поглощения равно [8]:

$$W = \frac{1}{5\pi\sqrt{2}} \frac{E_{ae}^2 E_0^2 k T n e^2 \sqrt{m_e}}{\hbar^2 \rho s \omega^2}, \quad (2)$$

где $E_{ак}$ – энергия акустического фонона; T – температура; e – элементарный заряд; m_e – масса электрона; ρ – плотность кристалла; s – фазовая скорость продольного фонона.

Интегрируя (2), находим коэффициент поглощения:

$$A_a = \frac{5\sqrt{2}}{3} \frac{E_{ae}^2 k T n e^2 \sqrt{m_e}}{\rho s \hbar^2 \omega^3 c \sqrt{\epsilon_0}}, \quad (3)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Выражение (3) учитывает поглощение фотона при условии рассеивании носителей заряда на продольных колебаниях решётки, так как в диапазоне температур 300-800 К в основном процессы переброса определяют передачу тепла фононами и рассеивание на них электронов.

Согласно (3) поглощение фотонов носителями заряда при рассеянии их на акустических фононах не зависит от напряжённости поля, а определяется только частотой поля, а, следовательно, длительностью ЭМИ. Как видно из рис.1 для ЭМИ длительностью 10^{-3} с и менее коэффициент поглощения фотонов электронами значительно уменьшается, т.е. фотонов становится всё больше, и они передают свой импульс в основном атомам решётки. Причём, рост коэффициента поглощения с увеличением температуры не вносит решающий вклад в увеличение количества столкновений фотонов с электронами, так как количество фотонов растёт намного быстрее и их длина свободного пробега определяется больше продольными фононами [9]. К тому же, растёт и сама фазовая скорость продольных фононов. Из (3) следует также, что чем интенсивнее поле, тем большим импульсом обладает фотон и тем больше энергии он передаст атомам решётки. Следовательно, в этих условиях начинает возрастать роль фотонного механизма теплопереноса.

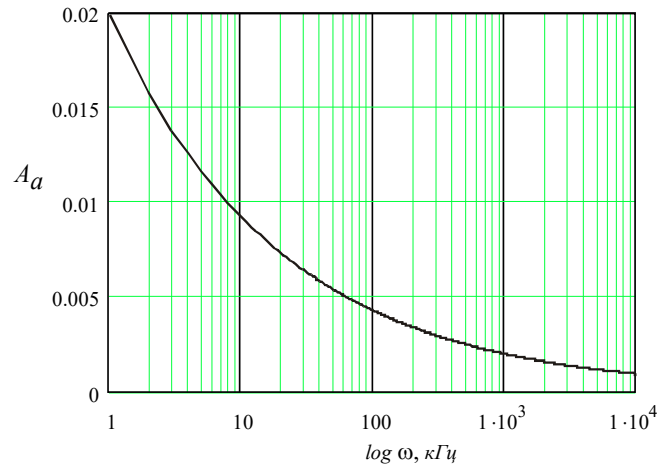


Рис. 1. Уменьшение коэффициента однофотонного поглощения при увеличении частоты ЭМП

С другой стороны, фотонный теплоперенос рассеивается на носителях заряда, когда фотон передаёт свою энергию электрону. Данный процесс вызывает дополнительную генерацию электронов. Однако добавочный импульс электрона при этих температурах теряется на столкновениях с увеличивающимся числом коротковолновых фононов. Более того, длина свободного пробега электрона в Si с ростом температуры уменьшается как $l_e \sim 1/T$. При этом передача тепла носителями заряда затрудняется приложенным электрическим полем, так как в направлениях кристалла, противоположных направлению поля, теплоперенос на носителях чрезвычайно мал вследствие электрон-фононного взаимодействия [10, 11]. Количественно изменение электронного теплопереноса при наличии ВЧ-поля, можно определить исходя из несимметричной части функции распределения носителей заряда $g(\varepsilon_v)$ [12]:

$$\frac{e}{\hbar}(E, \nabla f_0(\varepsilon_v, E)) - \frac{g(\varepsilon_v)}{\tau_e(\varepsilon_v)} + \left(\frac{\partial f(\varepsilon_v, E)}{\partial t} \right)_{\delta i \delta} = 0, \quad (4)$$

где $f_0(\varepsilon_v, E)$ – симметричная часть функции распределения; $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\delta i \delta}$ – изменение несимметричной части функции распределения, обусловленное взаимодействием электронов с фотонами; τ_e – время релаксации электронов; ε_v – энергия потолка валентной зоны.

Изменение последнего слагаемого в (4) обусловлено процессами поглощения и испускания фотонов. Принимая во внимание только взаимодействие электронов с акустическими фононами при условии, что первоначально энергией фонона можно пренебречь, и связывая функцию распределения с вероятностью однофотонного поглощения [8], можно записать:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\delta i \delta} = \tau_{\delta i \delta} v_{\delta i \delta} \nabla T \frac{\hbar \omega \exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_0 T}\right)}{k_0 T^2 [\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_0 T}\right) - 1]^2} \frac{3}{4\pi} \int W^{(v)} d\vec{k} d\vec{q}, \quad (5)$$

где k_0 – постоянная Больцмана; \vec{k}, \vec{q} – импульсы электрона и фонона соответственно; $\tau_{\text{фот}}$ – время релаксации фотона; $v_{\text{фот}}$ – скорость фотона в полупроводнике.

Величину интеграла $W^{(v)}$ можно описать вероятностными значениями импульсов электронов и фононов с использованием теории «увлечения» фотонов электронами [6]. На основе (5), используя функцию возникающего термоэлектрического поля при заданном условии $\hbar \omega > k_0 T$ и равенстве (выражение для фотонной теплопроводности) определим плотность потока электронов J_e через элементарную ячейку V :

$$J_e = -k_0 \left(2 - \frac{\varphi}{k_0 T}\right) \nabla T + \frac{3}{2\pi^2} \int_k \frac{\tau_{\delta i \delta} \exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_0 T}\right)}{n \mu_e [\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_0 T}\right) - 1]^2} \nabla T v_{\delta i \delta} \frac{e^3 E_{\delta i \delta}^2 m_e}{\varepsilon_0 \omega^3 T \rho s^2 \hbar^7 V} d\vec{k} \times$$

$$\times \int \tau_e(\varepsilon_v) \sqrt{\varepsilon_v^5 (\varepsilon_v + \hbar \omega)} - \tau_e(\varepsilon_v + \hbar \omega) \sqrt{(\varepsilon_v + \hbar \omega)^5 \varepsilon_v} d\varepsilon_v,$$

$$J_e = -\frac{k_0}{e} \left(2 - \frac{\varphi}{k_0 T}\right) \nabla T E_0 - \frac{150}{203\pi} \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \frac{n_{\delta i \delta}}{n} \nabla T, \quad (6)$$

где φ – приведенный химический потенциал; μ_e – подвижность носителей заряда; ∇ – оператор Лапласа; $n_{\text{фот}}$ – концентрация фотонов.

Откуда

$$K_e = 2 \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \sigma T^{\frac{2}{3}} E_0^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{150}{203\pi} \frac{n_{\delta i \delta}}{n}\right), \quad (7)$$

где σ – электропроводность кристалла при рассеянии носителей заряда на акустических фоновых.

Анализ (7) позволяет заключить, что в рассматриваемом температурном диапазоне при наличии ВЧ поля электронная составляющая теплопроводности растёт медленнее, чем при его отсутствии (рис.2), что в свою очередь приводит к меньшему значению общего теплопереноса до момента, когда начинает проявляться фотонный теплоперенос.

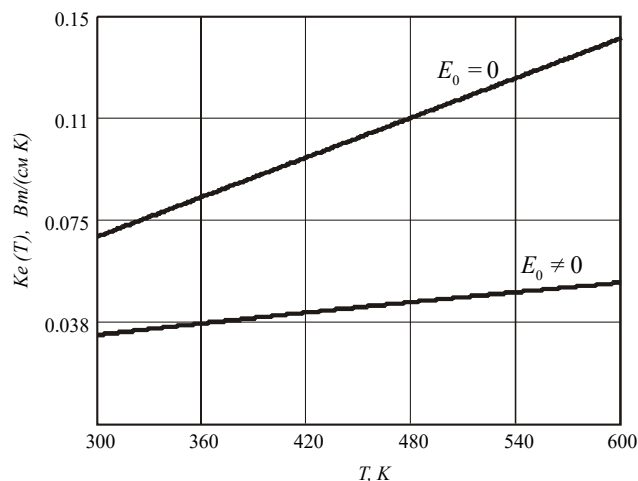


Рис. 2. Влияние наличия ЭМП на скорость роста электронной теплопроводности

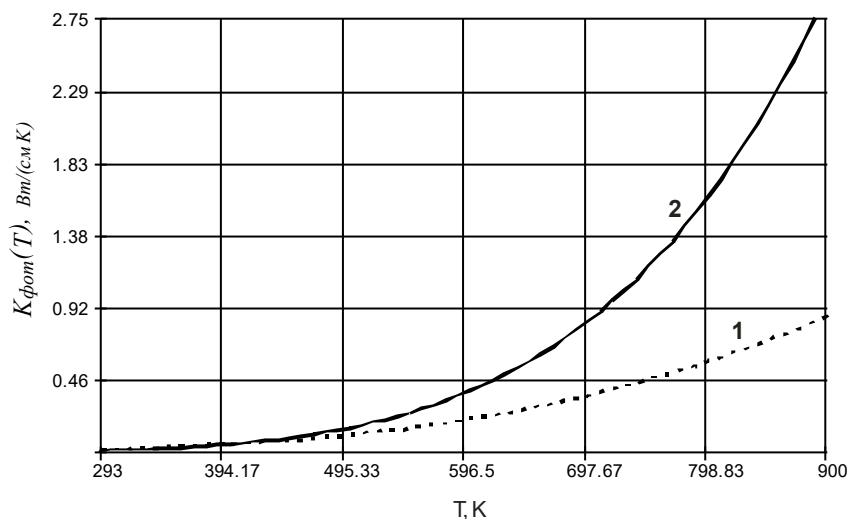
Изменение фотонного теплопереноса

Максимум коэффициента поглощения соответствует той температуре, когда проявление фотонной теплопроводности ещё минимально. Несмотря на некоторое увеличение коэффициента поглощения с ростом температуры, количество «свободных» фотонов начинает сильно возрастать, соответственно, увеличивается количество теплоты, которое ими переносится [6, 13]. В этом случае температурная зависимость фотонной теплопроводности становится ещё более существенной:

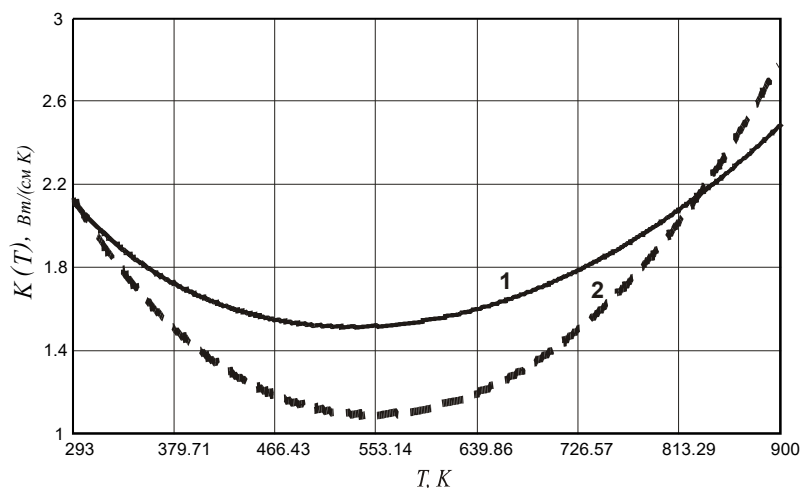
$$K_{\text{фот}} = \frac{1205 \varepsilon^{\frac{3}{2}}}{\pi^3} \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^5 \frac{m_*^2 \cdot \mu_0(T_k)}{c \cdot n \cdot e^3} \left(\frac{T_{\text{ф}}}{T} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (8)$$

где m_* – эффективная масса электрона; μ_0 – подвижность носителей заряда при их рассеянии на акустических фоновых.

В результате после своего минимума фотонная теплопроводность возрастает быстрее, чем при отсутствии поля (рис.3а), что в свою очередь увеличивает скорость роста общего теплопереноса в кристалле (рис.3б). Так как фотонный теплоперенос в отличие от других механизмов теплопроводности не рассеивается на дефектах решётки, то при этих условиях он начинает преобладать над другими способами теплопередачи.



а)



б)

Рис. 3. Влияние внешнего ВЧ-поля на рост фотонной теплопроводности (а) и суммарный теплоперенос (б):
1 – при отсутствии поля, 2 – при наличии поля

Заключение

Несмотря на уменьшение вклада фононной теплопроводности, увеличение суммарного теплопереноса в области Дебаевских температур и выше при действии ЭМИ обеспечивается преимущественно фотонной теплопроводностью. Таким образом, изменение коэффициента поглощения оказывает прямое влияние на теплоперенос в ПС при ЭМИ. В результате фотонный теплоперенос при воздействии ЭМИ малой длительности может стать доминирующим. При этом возможность проявления тепловых градиентов в ПС при дальнейшем нагреве определяется именно изменением фотонной теплопроводности в объеме кристалла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Failures of integrated circuits due to external EMI action through PCB / V. I. Zhuravliov and V. F. Alexeev // XXVth General Assembly of International Union of Radio Science, Toronto, 1999. P. 315.

2. Magnetic susceptibility of p-n-junctions in correlation with the nature of silicon substrate: crystalline or pre-amorphised / Abdelaoui M., Idrissi-Benzohra M., Joubert E. etc. // *Materials Science and Engineering*. 2003. B102. P. 370–375.
3. Dattilo V., Neri B., Ciofi C. Low frequency noise evolution during lifetime tests of lines and vias subjected to electromigration // *Microelectronics Reliability*. Vol. 40. 2000. P. 1323–1327.
4. Ostermann T., Deutschmann B., Bacher C. Influence of the power supply on the radiated electromagnetic emission of integrated circuits // *Microelectronics Journal*. 2004. Vol. 35. P. 525–530.
5. Матвеев В. И. Электронные переходы и излучение атома при взаимодействии с ультракоротким импульсом электромагнитного поля // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28, Вып. 20. С. 80–86.
6. Джаксимов Е. Элементы теории фотонных и фононных эффектов в полупроводниках. Ташкент: Фан, 1979. 175с.
7. Peter Y. Yu, Cardona M. *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties*. Springer, 2002. 560 p.
8. Klein P. B. Photoionization spectroscopy in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors // *Journal of Applied Physics*. 2002. Vol. 92, iss. 9. P. 5498–5502.
9. Качлишвили З. С., Метревели Н. К., Чумбуридзе Ф. Г. Влияние фононного разогрева на поперечное убежание горячих электронов // *Письма в ЖТФ*. 2000. Т. 26, вып. 4. С. 117–120.
10. Characterization of the hot electron distribution function using six moments / Grasser T., Kosina H., Heitzinger C., and Selberherr S. // *Journal of Applied Physics*. 2002. Vol. 91, iss. 6. P. 3869–3879.
11. Logvinov G. N., Gurevich Y. G., Lashkevich I. M. Electron thermal waves in submicron semiconductor films // *Applied Surface Science*. 2002. Vol. 199. P. 312–318.
12. Гринберг А. А. Теория фотоэлектрического и фотомагнитного эффектов // *Журнал теоретической и экспериментальной физики*. 1970. Т. 58. С. 989–1001.
13. Asada M. Theory of superradiance from photon-assisted tunneling electrons and its application to terahertz device // *Journal of Applied Physics*. 2003. Vol. 94, iss.1. P. 677–685.

V.F. Alexeev, V.I. Zhuravliov

INFLUENCE OF ONE-PHOTON ABSORPTION FACTOR ON THERMAL CONDUCTIVITY GROWTH OF SEMICONDUCTOR STRUCTURE

Conditions of one-photon absorption in semiconductor structure under action of electromagnetic pulses (EMP) are considered. Change photon and electronic thermal transfer, caused by change of photon absorption factor at EMP of short durations is shown.

Electromagnetic pulse, semiconductor structure, thermal transfer, photon absorption