

УВЛЕЧЕНИЕ ФОТОНОВ ТОКОМ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий*, Д.А.Фирсов¹⁾Санкт-Петербургский государственный технический университет
195251 Санкт-Петербург, Россия* State University of New York at Stony Brook
New York 11794-3800, USA

Поступила в редакцию 21 марта 2000 г.

Приводятся результаты первого наблюдения нового явления: эффекта увлечения фотонов током дырок в дырочных полупроводниках на примере *p*-Ge. Эффект заключается в появлении разности в показателях преломления для света, распространяющегося вдоль электрического тока и в обратном направлении. Эффект наблюдался на длине волны 10.6 мкм и может быть объяснен с помощью представлений о виртуальных межподзонных переходах горячих дырок.

PACS: 72.40.+w

В кристаллах с центром инверсии, согласно принципу симметрии кинетических коэффициентов Онсагера [1]

$$\epsilon(\chi, \omega) = \epsilon(-\chi, \omega), \quad (1)$$

где χ – волновой вектор и ω – частота света.

Таким образом, разложение тензора диэлектрической проницаемости содержит только слагаемые с четными степенями χ , и смена направления распространения света не приводит к изменению показателя преломления. Электрическое поле или ток \mathbf{j} нарушают симметрию системы, и в разложении ϵ по χ появляются линейные члены:

$$\epsilon_{ik}(\chi) = \epsilon_{ik}(0) + B_{iklm} j_l \chi_m. \quad (2)$$

Другими словами, при протекании тока в полупроводнике возникает добавка к диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(\mathbf{j}, \chi)$, зависящая от направления протекания тока.

Изменение вещественной части диэлектрической проницаемости приведет к изменению показателя преломления, то есть к изменению скорости света в кристалле. Таким образом, электрический ток приводит к “увлечению” фотонов.

Эффект увлечения света электронами (изменение показателя преломления кристалла при протекании тока) наблюдался в *n*-InAs [2]. Авторы этой работы связали наблюдавшийся ими эффект с френелевским увлечением света электронами полупроводника, которое возникает вследствие релятивистского сложения скоростей при распространении света в движущейся среде. В [2] была дана феноменологическая теория френелевского увлечения света с учетом эффекта Доплера. Этот эффект был представлен как первый релятивистский эффект в твердом теле, вызываемый медленно движущимися электронами.

Эффекту увлечения в электронных полупроводниках был посвящен ряд теоретических работ [3–5], в которых результаты [2] объяснялись тем, что направленное движение электронов вносит асимметрию в процесс перераспределения импульса

¹⁾ e-mail: dmfir@twonet.stu.neva.ru

между электронной и фотонной подсистемами. Был рассмотрен линейный отклик электронного газа с изотропным законом дисперсии на возмущение, вызванное электромагнитной волной, и показано, что эффект возникает из-за непараболичности зоны проводимости. В [6] было теоретически показано, что благодаря более сложной структуре валентной зоны по сравнению с зоной проводимости в полупроводниках *p*-типа эффект увлечения фотонов может оказаться на 4–6 порядков большим по сравнению с эффектом на электронах, который наблюдался в [2]. Этот результат становится понятным, если сопоставить рассматриваемый эффект и эффект увлечения носителей заряда светом, наиболее сильно проявляющийся для полупроводников *p*-типа [7]. Оба эти явления имеют общий микроскопический механизм перераспределения импульса между дырочной и фотонной подсистемами. Теоретическая оценка величины эффекта снизу на базе упрощенной теории позволила получить следующее выражение для линейного по току \mathbf{j} вклада в вещественную часть диэлектрической проницаемости [6]:

$$\Delta\epsilon(\mathbf{j}, \boldsymbol{\chi}) = \frac{4\pi e}{\omega^3 m_0} (\boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{j}) \frac{6\gamma}{\gamma_1 - 2\gamma} \left(\frac{14}{5}\gamma + k \right), \quad (3)$$

где γ, γ_1, k – параметры Латтинджера для изотропного приближения, m_0 – масса свободного электрона. В силу малости $\Delta\epsilon$ соответствующее изменение показателя преломления $\Delta n = \Delta\epsilon/2n$.

Модель явления. Поясним качественно возникновение эффекта увлечения фотонов током дырок, привлекая межподзональные оптические переходы дырок. Можно считать, что, в силу соотношения Крамерса – Кронига показатель преломления дырочного полупроводника, определяемый дырками, в инфракрасной области спектра формируется благодаря виртуальным межподзональным переходам дырок (см. рис.1). Полностью эффект определяется суммированием всех возможных переходов с учетом распределения дырок по импульсам.

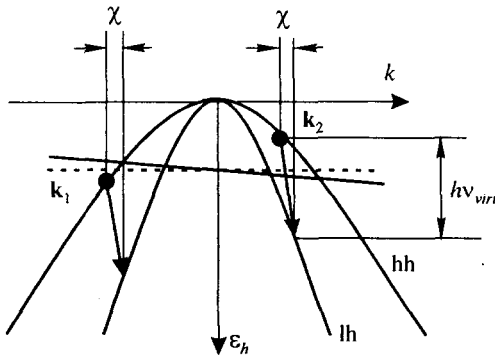


Рис.1. Схема возникновения эффекта увлечения света током дырок в алмазоподобных полупроводниках. Пунктирная линия показывает заполнение подзон в отсутствие тока, штриховая иллюстрирует асимметрию функции распределения в присутствии тока

При учете волнового вектора света $\boldsymbol{\chi}$ межподзональные переходы с одной и той же энергией кванта не являются вертикальными и осуществляются из различных по энергии начальных состояний для противоположных направлений волновых векторов дырки: $k_1 \neq k_2$ (рис.1). В отсутствие тока суммарные вероятности переходов для обоих направлений света будут одинаковыми благодаря симметрии функции распределения. При наличии дрейфа дырок их распределение станет асимметричным в \mathbf{k} -пространстве, суммарные вероятности переходов для света с волновым вектором

χ и $-\chi$ будут различны, и в силу соотношения Крамерса – Кронига в выражении для показателя преломления n появится слагаемое, линейно зависящее от направления тока дырок \mathbf{j} и волнового вектора света χ : $\Delta n \propto (\mathbf{j} \cdot \chi)$.

Результаты эксперимента и их обсуждение. В качестве объекта исследований был выбран дырочный германий, являющийся удачным модельным полупроводником p -типа. В германии в сильных электрических полях наблюдается квадратичный по полю электрооптический эффект Керра [8]. Для исключения влияния на результаты эксперимента квадратичных по электрическому полю поправок к показателю преломления и других побочных эффектов использовалась конфигурация опыта, показанная на рис.2.

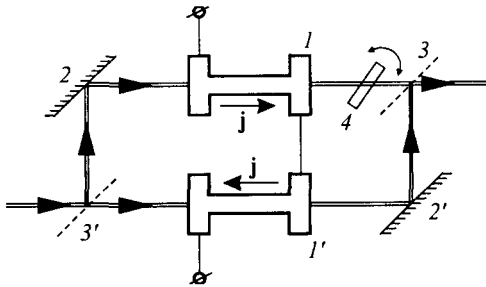


Рис.2. Методика измерения линейного по электрическому полю вклада в показатель преломления. 1, 1' – два идентичных образца Ge; 2, 2' – глухие зеркала; 3, 3' – полупрозрачные зеркала; 4 – фазосдвигающая пластина из BaF_2

В каждом из плеч двухлучевого интерферометра Маха – Цендера находилось по идентичному образцу p -Ge. Они электрически соединялись таким образом, чтобы направления тока и света в одном из них были бы параллельны, а в другом – антипараллельны. Длительность импульсов тока составляла 0.2 мкс. Таким образом, изменение показателя преломления Δn в электрическом поле приводило к сдвигу фаз между волнами, прошедшими через разные плечи интерферометра:

$$\delta = \frac{4\pi L}{\lambda} \Delta n. \quad (4)$$

В качестве источника излучения использовался CO_2 -лазер ($\lambda = 10.6$ мкм). Интенсивность поляризованного излучения, прошедшего через интерферометр, пропорциональна $\cos^2(\delta/2)$. Для повышения чувствительности методики рабочая точка (начальный сдвиг фаз) выбиралась на наиболее крутом участке характеристики путем поворота прозрачной фазовой пластины, помещенной в одно из плеч интерферометра. Сопутствующая и маскирующая искомый эффект амплитудная модуляция интенсивности излучения, связанная с изменением межподзонного поглощения в электрическом поле, учитывалась с помощью дополнительных измерений пропускания в каждом канале интерферометра.

Экспериментальная зависимость линейной части изменения показателя преломления от плотности тока представлена на рис.3. Там же для сравнения представлены результаты упрощенного расчета по формуле (3), дающего оценку величины эффекта снизу.

Наблюдается лишь качественное согласие расчета и эксперимента. На наш взгляд, это объясняется использованием в теории [6] ряда упрощающих предположений. Одним из них является высокочастотное приближение, согласно которому энергией горячих дырок по сравнению с энергией кванта света $h\nu$ пренебрегалось,

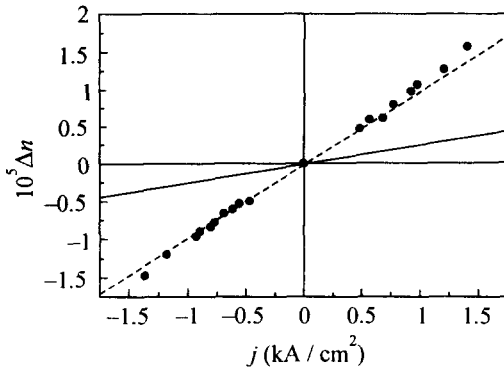


Рис.3. Зависимость линейного вклада в показатель преломления p -Ge от плотности тока. Точки – эксперимент, штриховая прямая – линейная экстраполяция из области слабых полей. Сплошная линия – оценка величины эффекта снизу согласно (3). Температура $T = 80$ К, концентрация дырок $N_h = 1.2 \cdot 10^{15}$ см^{-3} , длина образцов вдоль направления света $L = 13$ мм, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{v}_{dp} \parallel [111]$

и знаменатели типа $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 \pm \hbar\nu$ ($\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ – энергии тяжелых и легких дырок) заменялись энергией кванта $\hbar\nu$. Это предположение плохо выполняется в слабых полях и совсем не выполняется в сильных. Этой причиной, по-видимому, можно объяснить и суперлинейное по току возрастание эффекта с полем. К суперлинейности должен приводить и учет непараболичности подзоны легких дырок, отсутствующий в расчете [6].

Хотя исследования увлечения фотонов током дырок проведены для дырочного германия, очевидно, что описанный механизм является общим для большинства полупроводников p -типа.

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц, *Статистическая физика*, ч.1, М.: Наука, 1976.
2. Т.С.Мосс, Г.Дж.Баррел, Э.Хезерингтон, в кн. *Труды IX Международной конференции по физике полупроводников*, М.: "Наука", т.1, с.213, 1969; T.S.Moss, G.J.Burrell, and E.Hetherington, *Proc. Roy. Soc. A308*, 125 (1968).
3. Л.А.Алмазов, Ф.Т.Васько, И.М.Дыкман, *Письма в ЖЭТФ* **16**, 305 (1972).
4. Ф.Т.Васько, *ФТТ* **14**, 3680 (1972).
5. Л.А.Алмазов, *ФТП* **9**, 657 (1975).
6. Ф.Т.Васько, Г.И.Стебловский, *Укр. физ. журн.* **32**, 673 (1987).
7. А.М.Данишевский, А.А.Кастальский, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий, *ЖЭТФ* **58**, 544 (1970).
8. Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий, Д.А.Фирсов, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 832 (1994).