Доклады Академии наук СССР
1971. Том 199, № 5

ФИЗИКА

Н. В. ФОМИН

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОКО-ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В КОСМИЧЕСКИХ СРЕДАХ

(Представлено академиком В. А. Фоком 15 I 1971)

Влияние протекания тока на оптические свойства полупроводников в инфракрасной области спектра изучалось как теоретически, так и экспериментально ([1–4], [6]). Токо-оптическим эффектом в общем смысле можно назвать анизотропию оптических свойств среды, обусловленную током проводимости при однородном распределении по объему свободных зарядов, взаимодействующих с фотонами. Исследование анизотропии поглощения поляризованного и неполяризованного излучения свободными носителями тока в полупроводниках облегчается значительной концентрацией электронов, так как вероятность поглощения фотона зависит от этого параметра линейно.

В настоящем сообщении показано, что подобные эффекты могут иметь место также при распространении света в разреженной среде с определенной плотностью электронов при условии, что среда не способна интенсивно поглощать излучение данной частоты иначе как при участии свободных электронов.

В работе ([5]) исследовалось изотропное поглощение инфракрасных фотонов свободными электронами с передачей импульса слабо экранированным ионам при относительно низкой электронной плотности. Вероятность поглощения фотона с энергией $\hbar\omega$ при рассеянии электрона ионами с зарядом Z_e в вакууме дается выражением

$$P_a(\mathbf{k}) = \frac{16\sqrt{2}\pi^2\hbar^2 Z^2 e^6}{m^{3/2}(\hbar\omega)^{7/2}} N_e N_i \left(1 + \frac{\varepsilon}{\hbar\omega}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{\varepsilon}{\hbar\omega}\right) \cos^2(\mathbf{e}, \mathbf{k}). \qquad (1)$$

Здесь N_e и N_i соответственно электронная и ионная плотности, $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона, ε — его энергия, $\mathbf{e}$ — единичный вектор поляризации фотона. Это выражение найдено во втором порядке теории возмущений, когда два промежуточных состояния соответствуют: а) процессу с первичным поглощением фотона и последующим рассеянием электрона кулоновским полем и б) процессу, идущему в обратной последовательности. Матричные элементы элементарного взаимодействия определены с использованием в качестве волновых функций плоских волн. Закон сохранения энергии при переходе системы фотон + электрон + ион из начального в промежуточное или из промежуточного в конечное состояние не выполняется, тогда как сохранение импульса при этих переходах имеет место. При получении (1) электронная плотность предполагается достаточно малой, что позволяет пренебречь экранированием ионов. Это возможно, если передача импульса при рассеянии электрона велика:

$$4\pi N_e e^2 / (kT_e) \leqslant |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2.$$

Если в поглощении участвуют несколько сортов ионов, в (1) очевидна замена

$$ZN_i \to \sum_\alpha Z_\alpha N_{i\alpha}.$$

Электрическое поле при наличии тока вызывает появление несферической части в функции распределения электронов в пространстве импульсов, что можно выразить суммой

$$G(\mathbf{k}) = G_0(k) + G_1(k)P_1(\cos\theta) + G_2(k)P_2(\cos\theta) + \ldots, \tag{2}$$

где θ — угол между направлением электрического поля (а также тока $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$), $P_L(\cos\theta)$ — полином Лежандра.

Анизотропия вероятности поглощения света вызывается косвенным влиянием направления поля $\mathbf{E}$ на среднее значение $\cos^2(\mathbf{e}, \mathbf{k})$ в выражении (1). Для фиксированных направлений $\mathbf{e}$ и $\mathbf{E}$ усредненная с помощью (2) вероятность (1) найдена в виде [1]

$$\langle P_a^{(\mathbf{E})}\rangle = \langle P_a\rangle_0 + \langle P_a\rangle_2 \cdot {}^1/_5\,[3\cos^2(\mathbf{e}, \mathbf{E}) - 1], \tag{3}$$

где

$$\langle P_a\rangle_0 = {}^1/_3\left(\int G_0(\varepsilon)\,P_a(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon\right) \Big/ \left(\int G_0(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon\right);$$

$$\langle P_a\rangle_2 = {}^1/_3\left(\int G_2(\varepsilon)\,P_a(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon\right) \Big/ \left(\int G_0(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon\right).$$

Вероятность поглощения неполяризованных фотонов зависит от угла между направлением луча $\mathbf{n}$ и полем $\mathbf{E}$. С учетом замечания авторов статьи [2] эта вероятность дается выражением

$$\langle P_a^{(\mathbf{E})}\rangle_{\text{н. п.}} = \langle P_a\rangle_0 + \langle P_a\rangle_2 \cdot {}^1/_{10}\,[1 - 3\cos^2(\mathbf{n}, \mathbf{E})]. \tag{4}$$

При скорости дрейфа электронов в постоянном поле (v_d), по порядку величины, близкой к тепловой (v_T), $G_2(\varepsilon)$ можно оценить посредством

$$G_2(\varepsilon) = \xi(\varepsilon)\,(v_d / v_T)^2 G_0(\varepsilon), \quad v_T = (2k_{\text{Б}}T_e / m)^{1/2}. \tag{5}$$

Множитель $\xi(\varepsilon)$ зависит от механизма релаксации импульса и энергии электронов. Его величина может зависеть от температуры электронов, плотности ионов и других источников рассеивающего поля.

Если луч пронизывает космические расстояния, малая анизотропная добавка в (3) или (4) может оказаться наблюдаемой при измерении интенсивности пропущенного излучения, источник которого обладает высокой интенсивностью (I_0). Локальный коэффициент поглощения можно представить в виде

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Delta\Gamma,$$

где $\Gamma = \langle P_a^{(\mathbf{E})}\rangle / c$, c — групповая скорость света. Интенсивность излучения, прошедшего слой толщины L,

$$I = I_0 \exp(-\overline{\Gamma}_0 L)\exp(-\overline{\Delta\Gamma} L), \quad \overline{\Delta\Gamma} = L^{-1}\int\limits_0^L \Delta\Gamma(x)\,dx. \tag{6}$$

Очевидно, этим путем можно обнаружить и оценить количественно электрическое поле, слабо изменяющееся с расстоянием. Из выражения (1) находим

$$\langle P_a\rangle_0 = 3{,}3\cdot 10^{-67}\,\frac{N_e N_i Z^2}{(\hbar\omega)^{7/2}}\left\langle\left(1 + \frac{\varepsilon}{\hbar\omega}\right)^{1/2}\left(1 + 2\frac{\varepsilon}{\hbar\omega}\right)\right\rangle_0, \tag{7}$$

где $\langle\ldots\rangle_0$ означает усреднение по энергиям электронов. Из формул (3) — (5) следует, что полевая добавка $\Delta\Gamma$ в грубом приближении пропорциональна Γ_0:

$$\Delta\Gamma_{\text{л.п}} \approx \frac{\Gamma_0}{5}\langle\xi\rangle_0\left(\frac{v_d}{v_T}\right)^2 [3\cos^2(\mathbf{e}, \mathbf{E}) - 1],$$

$$\Delta\Gamma_{\text{н.п}} \approx \frac{\Gamma_0}{10}\langle\xi\rangle_0\left(\frac{v_d}{v_T}\right)^2 [1 - 3\cos^2(\mathbf{n}, \mathbf{E})]. \tag{8}$$

В качестве примера рассмотрим поглощение инфракрасного излучения электронами в солнечной короне, для которой характерные параметры $T = 6000°$ К, $N_e N_i Z^2 = 10^{24}$ см$^{-6}$ приемлемы до высоты над краем фотосферы $L_k = 5 \cdot 10^5$ м ([7]).

При частотах $\omega \leqslant k_Б T_e / \hbar$ из (7) находим

$$\Gamma_0 \gtrsim 7 \cdot 10^{17} \frac{N_e N_i Z^2}{\omega^{7/2}} \left\langle \left(\frac{\varepsilon}{\hbar\omega} \right)^{5/2} \right\rangle_0 ; \tag{9}$$

в другом пределе $\hbar\omega \gg \kappa_Б E_e$,

$$\Gamma_0 \gtrsim 3{,}5 \cdot 10^{17} \frac{N_e N_i Z^2}{\omega^{7/2}} .$$

Пользуясь формулой (9), получаем приближенно

ω, 10^{14} рад/сек	2	1,5	1,0	0,5
Γ_0, 10^{-6} м$^{-1}$	5	38	160	5100

Предположим, что в рассматриваемом слое короны существует радиальное электрическое поле, напряженность которого медленно колеблется с амплитудой $E \lesssim 1$ в/см. Если $N_i = 10^{12}$ см$^{-3}$ и $T = 6000°$ К, возможное значение подвижности электронов $\mu = 5 \cdot 10^8$ см (в·сек). Как видно из (8), благоприятным условием наблюдения токового эффекта является

$$\mu E \approx v_T = 5 \cdot 10^7 \text{ см/сек.}$$

Полагая $\langle \xi \rangle_0 = 0{,}1$ и среднюю по слою напряженность $E = 0{,}1$ в/см, из (8) находим ($\Gamma_0 = 10^{-4}$ м$^{-1}$, $\mathbf{n} \| \mathbf{E}$)

$$\overline{\Delta\Gamma} \approx 0{,}02 \overline{\Gamma}_0 \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}, \ \overline{\Delta\Gamma} L_k \approx 1,$$

т. е. малое изменение поля может ослабить или усилить пропущенное короной излучение в несколько раз.

Опытная проверка формул (3) и (4) в лабораторных условиях также возможна. Из ([8]), например, следует, что в объеме с линейными размерами порядка 1 м можно создать газоразрядную плазму (He, Ne, Ar) с электронной температурой до 10^4 °К и с концентрацией N_e около 10^{14} см$^{-3}$. Измерения поглощения инфракрасных лучей такой плазмой должны дать необходимые сведения по отклонению функции распределения электронов от максвелловской при наложении однородного поля с напряженностью в несколько в/см.

Допустим, что при $T = 6000°$ К концентрации электронов и ионов таковы, что $N_e N_i Z^2 = 10^{28}$ см$^{-6}$. Поглощение на частоте $\omega = 10^{14}$ рад/сек определится коэффициентом

$$\Gamma_0 \gtrsim 7 \cdot 10^{45} \left\langle \left(\frac{\varepsilon}{\hbar\omega} \right)^{5/2} \right\rangle \approx 1{,}6 \text{ м}^{-1}.$$

Изменение коэффициента поглощения, обусловленное постоянным током, согласно (8) может составлять $0{,}1 \ \Gamma_0$, причем соответствующее изменение интенсивности пропущенного излучения $(\Delta I / I_0) = 10\%$.

В заключение отметим, что из (3) и (4) видна возможность определения направления электронного тока по измеренным значениям поглощения (ΔI) даже в том случае, когда полевые зависимости величин $\langle P_a \rangle_0$ и $\langle P_a \rangle_2$ неизвестны. Признаком такой возможности должна быть наблюдаемая зависимость поглощения от направления поляризации луча (e) или от направления вектора распространения (n).

Из (1) видно, что в электрически нейтральной среде ($N_e = N_i$) поглощением фотонов при парных столкновениях ионов можно пренебречь.

Северо-западный заочный политехнический институт
Ленинград

Поступило
9 XII 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. В. Фомин, ФТТ, **11**, 605 (1960). [2] R. Bray, W. Pinson, Phys. Rev. Lett., **11**, 268 (1963). [3] C. A. Baumgardner, T. O. Woodruff, Phys. Rev., **173**, 746 (1968). [4] М. А. Васильева, Л. Е. Воробьев, Н. И. Стафеев, Физика и техн. полупроводников, **3**, 1374 (1969). [5] H. Y. Fan, W. G. Spitzev, R. J. Collins, Phys. Rev., **101**, 566 (1956). [6] R. Enderlein, Phys. Stat. Sol., **41**, 107 (1970). [7] Дж. Брандт, П. Ходж, Астрофизика солнечной системы, М., 1967. [8] Che. Jen Chen, Phys. Rev., **177**, 245 (1969).