Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 5, стр 305 – 307 5 сентября 1972 г.

ВЛИЯНИЕ ДРЕЙФА НОСИТЕЛЕЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Л. А. Алмазов, Ф. Т. Васько, И. М. Дыкман

Моссу с соавторами [1] удалось с помощью кольцевого лазера измерить с большой точностью разность показателей преломления света, распространяющегося в полупроводнике вдоль и против линий тока. Авторы [1] связали наблюденный ими эффект с френелевским увлечением света электронами полупроводника. Тем самым, согласно [1] впервые в твердом теле обнаружен релятивистский эффект, вызываемый сравнительно медленно движущимися в направлении поля носителями. В соответствии с принятой моделью в работе [1] дана феноменологическая теория френелевского увлечения с учетом вклада эффекта Допплера.

Нам представляется, однако, что более строгое рассмотрение должно быть проведено на базе кинетического уравнения и уравнений Максвелла без всяких модельных представлений об увлечении. Действительно, при учете пространственной дисперсии и дрейфа электронного газа тензор диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k})$ полупроводника не удовлетворяет соотношению симметрии Онсагера $\epsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_{\mu\nu}(\omega, -\mathbf{k})$. При слабой пространственной дисперсии разложение $\epsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k})$ по $\mathbf{k}$ в присутствии постоянного электрического поля $\mathbf{F}$ содержит линейные члены (см., например, [2]). Наличие этих членов определяет различие условий распространения электромагнитных волн при $\mathbf{k}\uparrow\downarrow\mathbf{F}$ и $\mathbf{k}\uparrow\uparrow\mathbf{F}$.

Чтобы количественно оценить указанное различие, рассмотрим линейный отклик электронного газа с изотропным законом дисперсии энергии $\epsilon(\mathbf{p})$ на возмущение, вызванное электромагнитной волной $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \sim e^{i(\omega t - \mathbf{kr})}$. Кинетическое уравнение задачи имеет следующий вид

$$i(\omega - \mathbf{kv})\phi + \left(e\mathbf{F} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}_0]\right)\frac{\partial\phi}{\partial\mathbf{p}} + \left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_c = -\left(e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}]\right)\frac{\partial f}{\partial\mathbf{p}},$$

где $\phi(\mathbf{p}, \mathbf{k}, \omega)$ – искомая добавка к стационарной функции распределения $f(\mathbf{p})$; $\mathbf{F}$ и $\mathbf{H}_0$ постоянные поля; $(\partial\phi/\partial t)_c$ – интеграл столкновений, $\mathbf{v}(\mathbf{p}) = (\partial\epsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}) \equiv \mathbf{p}/m(\epsilon)$ – скорость электрона с импульсом $\mathbf{p}$.

Решение уравнения (1) в диффузионном по полю $\mathbf{F}$ приближении можно получить методом [3], принимая $|\mathbf{kv}|/\omega << 1$. Выпишем реальную часть тензора $\epsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k})$, считая также, что частота ω значительно превышает средние величины обратного времени релаксации $\tau^{-1}(\epsilon)$

и циклотронной частоты $\omega_c(\epsilon) = -eH_o / c\,m(\epsilon)$

$$\mathrm{Re}\,\epsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}) = \mathrm{Re}\,\epsilon_{\mu\nu}(\omega) + \hat{a}(\mathbf{k}\mathbf{G}(\epsilon))\delta_{\mu\nu} + \hat{\beta}(k_\mu G_\nu(\epsilon) + k_\nu G_\mu(\epsilon)). \quad (2)$$

В явном виде тензор $\mathrm{Re}\,\epsilon_{\mu\nu}(\omega)$ приведен в [3]. При $\mathbf{H}_o = \{0,0,H_o\}$ входящий в (2) вектор $\mathbf{G}(\epsilon)$ определяется компонентами

$$\mathbf{G}(\epsilon) = \left\{ \frac{F_x - \omega_c\tau F_y}{1 + (\omega_c\tau)^2}\,; \quad \frac{\omega_c\tau F_x + F_y}{1 + (\omega_c\tau)^2}\,; \quad F_z \right\}, \quad (3)$$

а действие операторов $\hat{a}$ и $\hat{\beta}$ на произвольную функцию $\psi(\epsilon)$ задается следующими интегралами:

$$\hat{a}\,\psi(\epsilon) = \frac{32\pi^2 e^3}{15\omega^3}\int_0^\infty d\epsilon\,\psi(\epsilon)\,\frac{df_o}{d\epsilon}\,\frac{p^5\tau(\epsilon)}{m^2(\epsilon)}\,\frac{d\,m^{-1}(\epsilon)}{d\epsilon}, \quad (4)$$

$$\hat{\beta}\psi(\epsilon) = \frac{16\pi^2 e^3}{15\omega^3}\int_0^\infty d\epsilon\,\psi(\epsilon)\,\frac{df_o}{d\epsilon}\,\frac{\tau(\epsilon)}{m(\epsilon)}\,\frac{d}{d\epsilon}\left(\frac{p^5}{m^2(\epsilon)}\right) \quad (5)$$

$f_o(\epsilon)$ симметричная часть функции распределения $f(\mathbf{p})$.

Подстановка (2) в дисперсионное уравнение показывает, что в общем случае продольные и поперечные волны не разделяются. Однако в ряде частных случаев, которыми мы для простоты и ограничимся, возможно распространение поперечных волн. Условие $(\mathbf{k}\,\mathbf{E}) = 0$ удовлетворяется, например, для волн с

I) $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}_o$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_o$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{j}_o$, $\mathbf{F} \perp \mathbf{H}_o$; [1)]

II) $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}_o$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_o$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{j}_o$, $\mathbf{F} \perp \mathbf{H}_o$;

III) при конфигурации Фарадея ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$, $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}_0$), если $\mathbf{F} \parallel \mathbf{H}_0$.

В каждом из случаев I) и II) дисперсионное уравнение имеет два решения, соответствующие линейно поляризованным волнам с противоположными направлениями распространения (условно "+" и "−" волны). Показатели преломления для этих волн отличаются на величину

$$\Delta n_{\mathrm{I,II}} \equiv n^{(+)}_{\mathrm{I,II}} - n^{(-)}_{\mathrm{I,II}} = \frac{\omega}{c}\,\hat{a}\,G_{x,y}(\epsilon). \quad (6)$$

---

1) j_0 – вектор плотности стационарного тока.

В случае III) имеется 4 решения ($n^{(1\pm)}$ и $n^{(2\pm)}$) для волн с противоположными круговыми поляризациями (1 и 2) и противоположными направлениями распространения ("+" и "–"). Разность показателей преломления для волн "1+" и "2–" равна

$$\Delta n_{III} = n^{(1+)} - n^{(2-)} = 2\frac{c}{\omega}\theta_o + \frac{\omega}{c}\hat{\alpha} F_z , \qquad (7)$$

где θ_o – удельный (на единицу длины) угол вращения Фарадея [3].

Таким образом, из приведенных выражений (6), (7), а также (4) видно, что в отличие от [1], зависимость показателя преломления от направления распространения электромагнитной волны относительно тока $\mathbf{j}_o$ определяется непараболичностью энергетической зоны. Если магнитное поле отсутствует, то $\Delta n_{II} = 0$, а $\Delta n_I = \Delta n_{III} = \frac{\omega}{c}\hat{\alpha} F = \Delta n$.

В предельно вырожденном случае Δn можно представить в виде

$$\Delta n = j_o \frac{8\pi e p^2(\epsilon)}{5\omega^2 c\, m^3(\epsilon)} \left.\frac{d m(\epsilon)}{d\epsilon}\right|_{\epsilon = \epsilon_F} . \qquad (8)$$

Оценка по формуле (8) дает для экспериментальной ситуации [1] (n – InAs, $T = 80°$K, концентрация носителей $5{,}5 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ и $\lambda = 3{,}39$ *мк*) значение Δn в два – три раза меньше наблюдаемого. Видимо, это связано с тем, что в указанном эксперименте существенны межзонные эффекты (энергия светового кванта близка к ширине запрещенной зоны). Измерения же Δn в более длинноволновой области, где несущественны межзонные эффекты, могут позволить, в принципе, определить ряд важных параметров плазмы в зоне проводимости (см. формулу (8)).

Институт полупроводников
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
24 августа 1972 г.

Литература

[1] T.S.Moss, G.J.Burrell, A.Hetherington. Proc. Roy. Soc., A308, №1492, 125, 1968; Труды IX Междунар. конф. по физике полупроводников, М., 1968; М., изд. Наука, 1, 213, 1969.

[2] И.М.Дыкман, П.М.Томчук. ЖЭТФ, 54, 592, 1968.

[3] Л.А.Алмазов, И.М.Дыкман. Phys. Stat. Sol (b) 48, 503, 1971; Л.А.Алмазов. Phys. Stat. Sol. (b) (в печати).