

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ НА "ГОРЯЧИХ" ЭЛЕКТРОНАХ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю.В.Гуляев

Как известно, нагрев электронного газа в полупроводнике может существенным образом сказываться на различных характеристиках последнего (электропроводности, гальвано-

и термомагнитных эффектах и т.д.). В настоящей работе рассматривается влияние нагрева электронного газа на фарадеевское вращение плоскости поляризации электромагнитной волны, проходящей через полупроводник.

Мы будем характеризовать степень "нагретости" электронного газа электронной температурой T , отличной от температуры решетки T_0 . Возможность такого приближения обосновывалась в ряде работ (см., напр., [1]). Далее, магнитное поле будет считаться слабым, а частота электромагнитной волны достаточно низкой, так что квантовыми эффектами можно пренебречь. Будет рассматриваться униполярный полупроводник, носители тока в котором характеризуются изотропной эффективной массой m^* , а обратное время релаксации по импульсу зависит от скорости носителя по закону $\tau(v) \sim v^3$. Наконец, мы ограничимся рассмотрением случая слабого нагрева электронного газа $\{(T - T_0)/T_0\} \ll 1$.

Стандартное решение уравнений Максвелла совместно с кинетическим уравнением дает для угла Фарадея (на единицу длины) следующее выражение:

$$\frac{\theta}{l} = \frac{\sqrt{\epsilon_0} \omega_L^2 \omega_H}{2c} \left\langle \frac{\tau_0^2 [1 + (\omega_H^2 - \omega^2) \tau_0^2]}{[1 + (\omega_H^2 - \omega^2) \tau_0^2]^2 + 4\omega^2 \tau_0^2} \right\rangle - \\ - \frac{\sqrt{\epsilon_0} \omega_L^2 \omega_H}{2c} S \frac{T - T_0}{T_0} \left\langle \frac{\tau_0^2 [(1 + \tau_0^2 (\omega_H^2 - \omega^2))^2 + 4\omega^2 (\omega_H^2 - \omega^2) \tau_0^4]}{[(1 + \tau_0^2 (\omega_H^2 - \omega^2))^2 + 4\omega^2 \tau_0^2]^2} \right\rangle. \quad (I)$$

Здесь ω_L и ω_H - соответственно плазменная и циклотронная частоты, ω - частота электромагнитной волны, а τ_0 - время релаксации τ при $T = T_0$. Символ $\langle \rangle$ означает обычное в

теории кинетических явлений усреднение. Второй член в выражении (I) представляет собой искомое изменение поворота плоскости поляризации волны из-за нагрева электронного газа.

Как это обычно принято делать (см. [2]), можно рассматривать "высокочастотный" ($\omega\tau_0 \gg 1$) и "низкочастотный" ($\omega\tau_0 \ll 1$) случаи (неравенство $\omega_H\tau_0 < 1$ предполагается). Легко, однако, видеть, что высокочастотный случай мало интересен (во втором члене в (I) в знаменателе появляются множители $\omega''\tau_0'' \gg 1$). Физический смысл заключается в том, что зависимость эффекта от электронной температуры связана с механизмом рассеяния носителей тока. В высокочастотном же случае рассеяние носителей тока становится несущественным.

В низкочастотном случае (инфракрасная и миллиметровая области спектра) для добавки к фарадеевскому углу, связанной с нагревом электронного газа, получаем:

$$\frac{\Delta\theta}{l} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\epsilon\mu_H H}{\sqrt{\epsilon_0}} (-S) \frac{T - T_0}{T_0}, \quad (2)$$

где G — проводимость полупроводника, а μ_H — холловская подвижность носителей тока. При соответствующем выборе ϵ , μ_H и величины магнитного поля H вращение плоскости поляризации порядка $1 \frac{\text{угл.град}}{\text{см}}$ можно получить при весьма малых значениях отношения $(T - T_0)/T_0$ (для $InSb$, например, при $(T - T_0)/T_0 \approx 10^{-4}$). Это может позволить, в принципе, измерять по фарадеевскому вращению малые изменения температуры электронного газа.

Изменение электронной температуры может быть вызвано

различными причинами. В частности, это может быть нагрев внешним электрическим полем E . В этом случае из уравнения баланса энергии получаем:

$$\frac{T - T_0}{T_0} = \frac{2eE^2\tau_3 \mu_d}{3 \pi T_0}, \quad (3)$$

где μ_d – дрейфовая подвижность носителей тока, а τ_3 – время релаксации электронов по энергии, которое можно определить из опыта [3]. Время τ_3 особенно велико при низких температурах в полупроводниках с малой эффективной массой носителей тока (так, в $InSb$ при 4^0K τ_3 оказывается порядка 10^{-6} сек [4]). Оценка на основе формул (2) и (3) показывает, что поворот плоскости поляризации, $4\theta/\ell$, порядка $1 \frac{\text{угл.град}}{\text{см}}$ можно получить (в оптимальных условиях) в весьма слабых полях (в $InSb$ при 4^0K , например, при $E \approx 10^{-4}$ в/см). Из этих формул также видно, что в рассматриваемой области слабого внешнего электрического поля вызванный этим полем поворот плоскости поляризации электромагнитной волны пропорционален квадрату напряженности поля.

Автор выражает благодарность С.Г.Калашникову, В.Л.Бонч-Бруевичу, Т.М.Лифшицу, Ш.М.Когану за обсуждение работы.

Институт радиотехники

Поступило в редакцию

и электроники

19 марта 1965 г.

Академии наук СССР

Литература

- [1] H.Fröhlich, B.V.Paranjape. Proc.Phys.Soc., B69, 21, 1956.
- [2] Т.Мосс. Оптические свойства полупроводников, Изд.иностр. лит., М, 1961.

[3] Т.М.Лифшиц, Ш.М.Коган, А.Н.Выставкин, П.Г.Мельник. ЖЭТФ,
42, 959, 1962.

[4] А.Н.Выставкин, Ш.М.Коган, Т.М.Лифшиц, П.Г.Мельник.
Радиотехника и электроника, 8, 994, 1963.