

ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЫ В КРИСТАЛЛАХ

А.С.Тагер

В [1] было указано на возможность использования циклотронного резонанса в кристаллах для преобразования частоты в микроволновом диапазоне. Предполагаемый механизм такого преобразования основывался на аугармоничности движения носителей тока — электронов и дырок — в кристалле под действием высокочастотного электрического поля,

вызванной отклонением дисперсии – зависимости энергии от квазиимпульса для этих носителей от квадратичного закона. Позже аналогичная идея была высказана Лэксом [2], который отметил, что в квантовой трактовке механизм преобразования частоты при циклотронном резонансе связан с неэквидистантностью уровней Ландау для частиц с неквадратичным законом дисперсии.

В обоих упомянутых работах кристалл рассматривался как пассивный нелинейный преобразователь частоты переменного тока.

Между тем, при неквадратичном законе дисперсии квазичастиц в кристалле последний может обладать свойствами активного элемента, трансформирующего энергию постоянного тока в колебания сверхвысоких частот.

Действительно, в магнитном поле заряженная частица с неквадратичным законом дисперсии ведет себя как неизохронный осциллятор, частота колебаний которого зависит от его полной энергии. Согласно [3], для совокупности таких возбужденных осцилляторов характерна фазовая неустойчивость, приводящая при определенных условиях к фазовой группировке осцилляторов и индуцированному излучению электромагнитных волн на циклотронной частоте и ее гармониках. Начальные колебания таких осцилляторов могут быть некогерентными и возбуждаться под действием постоянных электрического и магнитного полей.

Необходимым условием возникновения на частоте ω неустойчивости этого типа в полупроводниковой плазме с неквадратичным законом дисперсии частиц является достаточно большое время релаксации этих частиц по импульсам $\tau \gg 1/\omega$. Поскольку для чистых полупроводников при достаточно низких температурах решетки и плазмы $\tau \approx 10^{-11}$ сек, эта неустойчивость может проявиться лишь в субмиллиметровом или инфракрасном диапазонах.

Наиболее пригодны для экспериментального изучения этого эффекта полупроводниковые соединения типа $A_{III}B_{V}$, например $InSb$, где в зоне проводимости имеется глубокий энергетический минимум при $k \approx 0$ со сферическими изоэнергетическими поверхностями и непараболической зависимостью энергии от квазиимпульса k . В $n-InSb$ с ми-

нимальным содержанием примеси ($\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$) время релаксации электронов максимально при температуре $T \approx 60-80^\circ\text{K}$ и составляет около $5 \cdot 10^{-12}$ сек. Согласно оценкам инкремент нарастания высокочастотных колебаний в отсутствие соударений равен примерно $\gamma' \approx (0,01 - 0,05) \omega$, а с учетом соударений $\gamma = \gamma' - \frac{1}{\tau}$. Поэтому в *In Sb* неустойчивость может проявиться на частотах $\omega \approx 2\pi \cdot 10^{12}$ гц. При эффективной массе электронов $m^* \approx 0,015 m_0$, значение магнитного поля, соответствующее циклотронному резонансу на этих частотах, составляет $B \approx 5$ кГс.

Эксперимент целесообразно проводить на кристалле полупроводника в виде квазиоптического резонатора, подобного используемым в твердотельных лазерах. Прикладывая к охлажденному кристаллическому резонатору постоянное электрическое поле напряженностью 10^2-10^3 в/см и помещая его в постоянное магнитное поле, направленное нормально плоскости, в которой высокочастотное электрическое поле на выбранной моде колебаний резонатора максимально, можно ожидать возникновения индуцированного излучения на циклотронной частоте и ее гармониках.

Мощность излучаемых колебаний можно оценить сверху, полагая, что энергия излучения не превышает энергию осцилляторного движения частиц. Последняя в случае движения частицы с зарядом e в скрещенных электрическом E и магнитном B полях равна по порядку величины

$$W_0 \approx \frac{m^* E^2}{B^2} = \frac{e^2 E^2}{\omega_H^2 m^*},$$

где ω_H - гирочастота электрона. При $\omega_H \approx 2\pi \cdot 10^{12}$ гц, $E \approx 10^2$ в/см, $m^* \approx 0,01 m_0$, имеем $W_0 \approx 10^{-23}$ дж, что меньше энергии, при которой обычно начинается интенсивное рассеяние электронов на оптических фононах. Ограничивая максимальную концентрацию частиц N требованием малости плазменной частоты по сравнению с частотой излучения $\omega \approx \omega_H$ ($N \approx N_{\text{макс}} = \frac{\omega_H^2 m^* \epsilon}{e^2}$), получаем для энергии осцилляторного движения частиц в единице объема оценку сверху

$$W = W_0 N \approx W_{\text{макс}} = \epsilon E^2,$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость среды. Удельная мощность излучения, с точностью до численного коэффициента порядка единицы, равна

$$P_{\sim} \approx \frac{1}{\kappa} \gamma W \approx 10^{-2} \omega \epsilon E^2.$$

При этом через кристалл протекает постоянный ток плотностью $I = e\nu N$ и рассеивается удельная мощность $P_0 = IE$. При условии $\omega \tau \gg 1$ скорость частиц ν по порядку величины совпадает с дрейфовой скоростью свободной частицы в скрещенных полях $\nu \approx \frac{E}{B}$, так что

$$P_0 \approx \frac{eN_{\text{макс}} E^2}{B} = \omega \epsilon E^2, \quad \frac{P_{\sim}}{P_0} \approx \gamma/\kappa.$$

При $E = 10^2$ в/см, $\epsilon = 10 \epsilon_0$ (ϵ_0 - проницаемость вакуума), $\omega = 2\pi \cdot 10^{12}$ получаем:

$$P_0 \approx 10^4 \text{ вт/см}^3,$$

$$P_{\sim} \approx 10^2 \text{ вт/см}^3.$$

Приведенные оценки позволяют предполагать, что рассмотренный механизм неустойчивости электронной плазмы в кристаллах может быть использован для создания источников когерентного излучения в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах.

Поступило в редакцию

15 марта 1966 г.

Литература

- [1] А.С.Тарер, А.Д.Гладун. ЖЭТФ, 35, 808, 1958.
- [2] В.Лак. В сб. Quantum Electronics, ed. by С.Н. Townes. New York, 1960, p. 428.
- [3] А.В.Гапонов. ЖЭТФ, 39, 826, 1960.