сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р17-81-600

Г.М.Шмелев,* Нгуен Куанг Бау,* Во Хонг Ань

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПЛАЗМОНОВ И ФОНОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

* Кишиневский государственный университет им. В.И.Ленина, МССР

1981

1. Аспекты параметрического воздействия мощных лазерных полей электромагнитного излучения на материальные среды, как известно, являются в последнее десятилетие предметом усиленного изучения. Процессы распространения и параметрического возбуждения волн разной природы были хорошо исследованы сначала в газовой плазме /см., например,[1] /, а затем - и особенно в настоящее время - в плазме твердого тела /см.[2] и приведенную там библиографию/. Отметим, что для твердотельного объекта исследования /металлы, полуметаллы, полупроводники/ весьма характерно богатство и многообразие физических факторов, приводящих к осуществлению механизмов параметрической передачи энергии внешнего поля среде /см.[2], а также[3,4]/.

Недавно Э.М.Эпштейном[5] было указано на возможность взаимного параметрического преобразования различных элементарных возбуждений, взаимодействующих с электронами проводимости полупроводника, находящегося в поле интенсивной электромагнитной волны /ЭМВ/, при выполнении определенных резонансных условий относительно частот, вообще говоря, отличных от условий одновременного возбуждения волн. Было исследовано преобразование оптических фононов /ОФ/ в акустические /АФ/ /и наоборот/, что, в принципе, может привести к генерации ОФ с помощью ультразвуковой накачки.

В настоящей работе, следуя идее работы[5], мы рассматриваем параметрическое преобразование типа "фонон-плазмон" в вырожденных полупроводниках с квадратичным спектром. Будет получено аналитическое выражение для коэффициента преобразования плазмонов в оптические фононы и даны численные оценки для типичного образца GaAs.

2. Итак, рассмотрим находящуюся в поле сильной ЭМВ систему взаимодействующих электронов (e), дырок (h) и фононов (ph). Гамильтониан такой системы в представлении вторичного квантования можно записать в следующем виде /поле ЭМВ представлено в дипольном приближении векторным потенциалом $\vec{A}(t) = -c\vec{F}_0/\Omega \cos\Omega t$ /:

$$H = H_0 + H_{int} , \qquad /1/$$

$$H_0 = \sum_{\vec{p}} \frac{1}{2}[\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)]^2 [\frac{1}{m_e} a_p^+ a_p + \frac{1}{m_h} \alpha_p^+ \alpha_p] + \sum_{\vec{k}} \omega_k b_k^+ b_k , \qquad /1a/$$

$$H_{int} = \frac{1}{2} \sum_{\vec p, \vec p', \vec k} \{\phi_k^{(ee)} a^+_{p+k} a^+_{p'-k} a_{p'} a_p + \phi_k^{(hh)} \alpha^+_{p+k} \alpha^+_{p'-k} \alpha_{p'} \alpha_p +$$

$$+ \phi_k^{(eh)} a^+_{p+k} \alpha^+_{p'-k} \alpha_{p'} a_p + \phi_k^{(he)} \alpha^+_{p+k} a^+_{p'-k} a_{p'} \alpha_p \} + \qquad /1б/$$

$$+ \sum_{\vec p, \vec k} [C_k^{(e)} a^+_{p+k} a_p + C_k^{(h)} \alpha^+_{p+k} \alpha_p] (b_k + b^+_{-k}),$$

где a^+_p, a_p (α^+_p, α_p) - операторы рождения и уничтожения электрона /дырки/ с квазиимпульсом $\vec p$; b^+_q, b_q - операторы рождения и уничтожения фонона с волновым вектором $\vec q$ /см.,напр. /2,6,7/ /; $\phi_k^{(\dots)} = 4\pi e^2/k^2$ и $C_k^{(\dots)}$ представляют кулоновское взаимодействие электронов и дырок и электрон-фононное /дырочно-фононное/ взаимодействие соответственно.

Введя "обобщенные квантовые функции распределения"

$$\langle a^+_p a_{p+q} \rangle_t, \quad \langle \alpha^+_p \alpha_{p+q} \rangle_t, \quad \langle b_q \rangle_t, \quad \langle b^+_{-q} \rangle_t,$$

составляя для них гейзенберговские уравнения движения с использованием гамильтониана /1/ и переходя затем к фурье-представлению, получаем систему уравнений для величин $n_q(\omega)$, $N_q(\omega)$ и $G_q(\omega)$:

$$\epsilon_q^{(e)}(\omega + \ell\Omega) n_q(\omega + \ell\Omega) + \phi_q P_q^{(e)}(\omega + \ell\Omega) \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(-\lambda) N_q(\omega + \ell'\Omega) =$$

$$= (2\omega_q)^{1/2} C_q^{(e)} P_q^{(e)}(\omega + \ell\Omega) \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(\lambda_e) G_q(\omega + \ell'\Omega), \qquad /2/$$

$$\epsilon_q^{(h)}(\omega + \ell\Omega) N_q(\omega + \ell\Omega) + \phi_q P_q^{(h)}(\omega + \ell\Omega) \times$$

$$\times \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(\lambda) n_q(\omega + \ell'\Omega) = (2\omega_q)^{1/2} C^{(h)} P_q^{(h)}(\omega + \ell\Omega) \times \qquad /3/$$

$$\times \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(-\lambda_h) G_q(\omega + \ell'\Omega),$$

$$G_q(\omega + \ell\Omega) = (2\omega_q)^{1/2} D_q(\omega + \ell\Omega) \{C_q^{(e)*} \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(-\lambda_e) n_q(\omega + \ell'\Omega) + \qquad /4/$$

$$+ C_q^{(h)*} \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(\lambda_h) N_q(\omega + \ell'\Omega)\}.$$

В уравнениях /2/-/4/ использованы следующие обозначения:

$$P_q^{(e,h)}(\omega) = \sum_{\vec p} \frac{f_0^{(e,h)}(\vec p + \vec q) - f_0^{(e,h)}(\vec p)}{E^{(e,h)}_{p+q} - E^{(e,h)}_p - \omega - i\delta} \qquad (\delta \to +0), \qquad /5/$$

$$\epsilon_q^{(e,h)}(\omega) = 1 - \phi_q P_q^{(e,h)}(\omega), \qquad /6/$$

$$D_q(\omega) = [(\omega + i\delta)^2 - \omega_q^2]^{-1} \qquad (\delta \to +0), \qquad /7/$$

$$G_q(\omega) = (2\omega_q)^{-1/2} \{B_q(\omega) + B^+_{-q}(\omega)\}, \qquad /8/$$

где ω_q - частота фонона; $E^{(e,h)} = p^2/2m_{e,h}$ - энергия электрона /дырки/ с эффективной массой $m_e(m_h)$; $f_0^{(e,h)}(\vec p)$ - числа заполнения электронов /дырок/;

$\lambda_{e,h} = e(\vec q \cdot \vec F_0)/m_{e,h}\Omega^2$, $\quad \lambda = \lambda_e + \lambda_h$,

а выражения $n_q(\omega)$, $N_q(\omega)$, $B_q(\omega)$, $B^+_{-q}(\omega)$ есть соответственно фурье-компоненты величин

$$\sum_{\vec p} \langle a^+_p a_{p+q} \rangle_t \exp(-i\lambda_e \sin\Omega t), \quad \sum_{\vec p} \langle \alpha^+_p \alpha_{p+q} \rangle_t \exp(i\lambda_h \sin\Omega t),$$

$$\langle b_q \rangle_t, \quad \langle b^+_{-q} \rangle_t;$$

$J_\ell(x)$ - функция Бесселя вещественного аргумента, $\hbar = 1$. Отметим, что система /2/-/4/ без учета взаимодействия с фононами переходит в соответствующие уравнения из работы /6/, а без учета дырок - в уравнения из /7/, где исследовалось параметрическое усиление плазмонов в плазме полупроводника в присутствии сильной ЭМВ.

Система /2/-/4/ позволяет исследовать различные частные случаи, связанные с тем или иным видом фононов в кристалле. В общем случае, подставляя $G_q(\omega + \ell\Omega)$ из /4/ в /2/, находим уравнение, связывающее $n_q(\omega)$ и $N_q(\omega)$:

$$\epsilon_q^{(e)}(\omega + \ell\Omega) n_q(\omega + \ell\Omega) + \phi_q P_q^{(e)}(\omega + \ell\Omega) \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(-\lambda) N_q(\omega + \ell'\Omega) =$$

$$= 2\omega_q |C_q|^2 P_q^{(e)}(\omega + \ell\Omega) \sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} J_{\ell'-\ell}(\lambda_e) D_q(\omega + \ell'\Omega) \times \qquad /9/$$

$$\times \{\sum_{\ell''=-\infty}^{\infty} J_{\ell''-\ell'}(-\lambda_e) n_q(\omega + \ell''\Omega) + \sum_{\ell''=-\infty}^{\infty} J_{\ell''-\ell'}(\lambda_h) N_q(\omega + \ell''\Omega)\}.$$

Будем интересоваться далее для примера параметрическим взаимодействием между плазменной и оптической фононной модами с частотами ω и $\omega+\ell\Omega$ соответственно. Исключая из рассмотрения возможность взаимодействия других мод, можно положить $\ell'=0$ во втором слагаемом в левой части /9/, $\ell''=\ell'=\ell$ - в первом и $\ell''=\ell'=0$ - во втором слагаемом правой части /9/. Если задана амплитуда колебаний с частотой плазмонов $\omega=\omega_p^{(e)}$, то амплитуда колебаний на частоте $\omega_p^{(e)}+\ell\Omega$, близкой к частоте 0Ф, будет определяться по формуле, следующей из /9/:

$$n_q(\omega_p^{(e)}+\ell\Omega)=\{[2\omega_0|C_q|^2P_q^{(e)}(\omega_p^{(e)}+\ell\Omega)J_{-\ell}(\lambda_e)J_0(\lambda_h)D_q(\omega_p^{(e)})-$$

$$-\phi_q P_q^{(e)}(\omega_p^{(e)}+\ell\Omega)J_\ell(\lambda)]N_q(\omega_p^{(e)})\}\times \qquad /10/$$

$$\times\{\epsilon_q^{(e)}(\omega_p^{(e)}+\ell\Omega)-2\omega_0|C_q|^2P_q^{(e)}(\omega_p^{(e)}+\ell\Omega)J_0^2(\lambda_e)D_q(\omega_p^{(e)}+\ell\Omega)\}^{-1},$$

где $\omega_q\equiv\omega_0$ - предельная частота 0Ф. Для простоты ограничимся вырожденным случаем. Предполагаем, кроме того, что $\omega_0\sim\Omega\gg\omega^{(e)}\gg\gg v_F^{(e)}q$ / $v_F^{(e)}$ - фермиевская скорость электронной компоненты/. При $\ell=1$ в условиях параметрического резонанса:

$$(\omega_p^{(e)}+\Omega)-\tilde{\omega}_0\equiv\Delta\ll\omega_p^{(e)}, \qquad /11/$$

из /10/ получаем коэффициент преобразования плазмонов в 0Ф:

$$K=\frac{n_q(\omega_p^{(e)}+\Omega)}{N_q(\omega_p^{(e)})}=$$

$$=\frac{[\omega_p^{(e)}]^2[\lambda_e\omega_0^2\chi/(\omega_0^2-\omega_p^{(e)2})-\lambda]}{\omega_0^2+\omega_p^{(e)2}\chi}\times \qquad /12/$$

$$\times\frac{[\omega_p^{(e)2}\chi+2\Delta(\omega_0^2+\omega_p^{(e)2}\chi)^{1/2}]}{4\Delta(\omega_0^2+\omega_p^{(e)2}\chi)^{1/2}+\lambda_e^2\omega_p^{(e)2}\chi}.$$

Здесь $\chi=1-\epsilon_\infty/\epsilon_0$, где ϵ_∞ и ϵ_0 - высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости соответственно. В формуле /11/ $\tilde{\omega}_0$ - перенормированная /за счет фонон-плазмонного взаимодействия/ частота 0Ф, определенная следующей формулой /см.[8]/:

$$\tilde{\omega}_0^2=\omega_0^2+\omega_p^{(e)2}\chi.$$

Отметим, что при выводе /12/ мы пренебрегли членами $\sim\lambda_e^3\ll1$; $\sim\lambda^3\ll1$; $\sim v_F^{(e)}q/\omega_p^{(e)}\ll1$ и считали ЭМВ не слишком сильной, такой, что можно заменить $J_\ell(x)\cong(x/2)^\ell$.

Оценим полученный результат. При $\omega_p^{(e)}\sim5\cdot10^{12}c^{-1}$, $\omega_0\sim\Omega\sim\sim3\cdot10^{13}c^{-1}$, $m_h\gg m_e\sim10^{-28}$ г, $q\sim10^6$ см$^{-1}$, $F_0\sim10^4$ В/см, $\epsilon_\infty=10{,}9$ и $\epsilon_\infty=12{,}8$ /для GaAs/ величина $K\approx1$. Для сравнения укажем, что коэффициент параметрического преобразования акустических фононов в оптические $K\sim10^{-1}$ /5/.

Рассмотренное выше преобразование плазмонов в 0Ф связано с тем, что ЭМВ стимулирует в полупроводнике генерацию волн объемного заряда с частотами $\omega_p^{(e)}+\ell\Omega$ / ℓ - целое число/, одна из которых может совпадать с частотой 0Ф, что и приводит к резонансной генерации 0Ф. Эта генерация может, в принципе, наблюдаться по изменению интенсивности комбинационного рассеяния света при низких температурах, на что было указано в работе [5], а также в экспериментах по рассеянию нейтронов, подобно случаю параметрического усиления квазичастиц [9].

Совершенно аналогично рассматривается с помощью /2/-/4/ возбуждение плазмонов за счет акустических фононов /ультразвуковой волны/. Не выписывая полученный при этом результат, укажем лишь, что и в этом случае $K\approx10^{-1}\div1$ при указанных выше значениях используемых параметров.

В заключение мы благодарим Э.М.Эпштейна за обсуждение результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. "Наука", М., 1973.
2. Vo Hong Anh. Phys.Rep., 1980, 64, pp.1-45.
3. Эпштейн Э.М. ФТП, 1979, 13, с.1394.
4. Во Хонг Ань, Нгуен Нгок Тхуан. УФЖ, 1979, 24, с.74.
5. Эпштейн Э.М. ФТП, 1979, 13, с. 1192.
6. Tzoar N. IEEE Trans. on Electr. Devices, 1970, ED-17, p.245.
7. Эпштейн Э.М. ФТТ, 1969, 11, с.2874.
8. Tzoar N. Phys.Rev., 1967, 164, p.518.
9. Vo Hong Anh. JINR, E17-81-60, E17-81-61, Dubna, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 сентября 1981 года.