

# SỰ GIA TĂNG VÀ BIẾN ĐỔI THAM SỐ CÁC KÍCH THÍCH CƠ BẢN TRONG PLASMA BÁN DẪN ĐIỆN TỬ - LỖ TRỐNG

NGUYỄN QUANG BÁU, NGUYỄN VĂN H  
NGUYỄN VĂN HÙNG, NGUYỄN QUỠ

1. Dưới ảnh hưởng của trường sóng điện từ (SDT)  $E \sin \Omega t$  ( $E$  và  $\Omega$  tương đ cường độ và tần số) khí điện tử trở nên môi trường không dừng và khi điều kiện tham số được thực hiện sẽ làm xuất hiện sự gia tăng và biến đổi tham số hoặc của c kích thích (ví dụ : phonon  $\rightleftharpoons$  phonon, plasmon  $\rightleftharpoons$  plasmon) hoặc của các loại kích nhau (ví dụ : phonon  $\rightleftharpoons$  plasmon), nghĩa là có sự chuyển hóa năng lượng của loại k sang loại kích thích khác. Đề cập đến vấn đề trên, gần đây xuất hiện các công trình n thuyết [1-4]. Trong công trình [1, 2] các tác giả nghiên cứu sự gia tăng và biến đổi t phonon âm và phonon quang trong bán dẫn. Trong công trình [3] tác giả nghiên cứu và biến đổi tham số giữa hai loại plasmon (plasmon từ thành phần điện tử và plasmon phần lỗ trống) trong plasma điện tử - lỗ trống. Trong công trình [4] tác giả nghiên tăng và biến đổi tham số giữa plasma đơn (plasmon chỉ từ thành phần điện tử) và p hệ điện tử - phonon.

Về mặt lý thuyết, yêu cầu phát triển tự nhiên và nối tiếp các công trình [1-4] đ thiết xem xét bài toán vật lý về sự gia tăng và biến đổi tham số giữa plasmon đa (plasmon từ thành phần điện tử và plasmon từ thành phần lỗ trống) và phonon trong dẫn điện tử - lỗ trống. Hơn nữa, về mặt công nghệ sản xuất vật liệu mới ngày nay nh đưa các bán dẫn điện tử - lỗ trống về qua trạng thái plasma rắn và điều đó làm tăng xét bài toán vật lý kể trên. Đáp ứng một phần yêu cầu giải quyết bài toán vật lý c này là mục đích bài báo trình bày ở đây.

2. Xuất phát từ Hamiltonian của hệ điện tử (e), lỗ trống (h), phonon (ph) t SDT, có kể đến tương tác e-e, e-h, h-h, e-ph, h-ph; phát triển phương pháp [1-4] ch lập phương trình động lượng tử cho điện tử, lỗ trống, phonon; rồi thu nhận phươ sắc miêu tả tương tác tham số giữa các mod dao động với nhau. Trong một số gần thường [1-4] và với giả thiết sóng dài (véc tơ sóng  $\vec{q}$  nhỏ), khí điện tử là suy biến, t tán sắc khi không có SDT có dạng:

$$\left( \omega^2 - \omega_p^{(e)^2} - \frac{3}{5} \frac{v_F^2 q^2}{\omega^2} \omega_p^{(e)^2} \right) (\omega^2 - \omega_0^2) - \omega_p^{(e)^2} \omega_0^2 \left( 1 - \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_0} \right) - \omega_p^{(h)^2} \omega_p^{(e)^2} \left( \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_p^{(h)^2}} \right)$$

Ở đây:  $v_F$  là vận tốc Fermi;  $\epsilon_{\infty}$  và  $\epsilon_0$  là hằng số điện môi cao tần và hằng số điện ;  $\omega_p^{(e)}$  và  $\omega_p^{(h)}$  tương ứng là tần số chưa tái chuẩn hóa của phonon quang, plasmon từ điện tử và lỗ trống. Giá trị cao tần và thấp tần của nghiệm phương trình tán sắc (1) số phonon quang và plasma tái chuẩn hóa bằng:

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} [\omega_0^2 + (\omega_p^{(e)^2} + \omega_p^{(h)^2})] \pm \frac{1}{2} [\omega_0^2 - (\omega_p^{(e)^2} + \omega_p^{(h)^2})] \cdot \left\{ 1 + \frac{4\omega_p^{(e)^2} [\omega_0^2 (1 - \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_0}) + \frac{3}{5} v_F^2 q^2]}{[\omega^2 - (\omega_p^{(e)^2} + \omega_p^{(h)^2})]^2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

lượng, trong trường hợp tới hạn  $\omega_p^{(h)} \rightarrow 0$  (hay  $\omega_0 \rightarrow 0$ ) công thức (2) chuyển về công thức trong [4] khi không có lỗ trống (hay trong [3] khi không có phonon).  
 trình tán sắc khi có mặt SĐT có dạng:

$$(\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_-^2)[(\omega - \Omega)^2 - \omega_+^2][(\omega - \Omega)^2 - \omega_-^2] - J_1^2(eF\bar{q}/m\Omega^2)\omega_p^{(e)2}(\omega_+^2 - \omega_-^2)\left[\omega_0^2\left(1 - \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0}\right) + \omega_p^{(h)2}\right] = 0 \quad (3)$$

là hàm Bessel đối số thực,  $e$  và  $m$  tương ứng là điện tích và khối lượng của điện tử. Điều kiện cộng hưởng tham số được thực hiện  $\omega_+ + \omega_- = \Omega$  thì xuất hiện tương tác hai mod dao động với tần số  $\omega$  và  $|\omega - \Omega|$  tương ứng gần tần số phonon quang  $\omega_+$  và  $\omega_-$  tái chuẩn hóa. Từ phương trình tán sắc (3) suy ra điều kiện gia tăng tham số: ngưỡng trường ngưỡng  $F_{ng}$  được xác định từ biểu thức sau ( $\bar{q} \parallel \bar{F}$ ):

$$\frac{1}{4} \frac{e q F_{ng}}{\epsilon_\infty^{1/2} m} \cdot \frac{\left[\omega_0^2\left(1 - \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0}\right) + \omega_p^{(h)2}\right]^{1/2} \omega_p^{(e)}}{(\omega_+ + \omega_-)^2 (\omega_+ \omega_-)^{1/2}} = (\nu_+ \nu_-)^{1/2} \quad (4)$$

và  $\nu_-$  tương ứng là tần số va chạm đối với phonon quang và plasmon. Cũng như (3), ở đây trường ngưỡng (4) khi  $\omega_p^{(h)} \rightarrow 0$  trở về công thức tương ứng trong [4] khi không có lỗ trống.

Phần cuối của bài báo chúng tôi lưu ý rằng, các công thức (2), (4) là lần đầu tiên mô tả tần số phonon, plasmon và trường ngưỡng trong plasma bán dẫn điện tử - lỗ trống. Điều kiện tới hạn chúng trở về các công thức tương ứng đã biết trong [3,4]. Việc sử dụng phương pháp chuyển hóa năng lượng từ loại kích thích này sang loại kích thích khác như trình bày trên có thể dùng để tạo ra các vật liệu mới có mật độ kích thích (ví dụ, phonon)

## TÀI LIỆU THAM KHẢO

- ВЫСТУПИ. ФТП, 10, 1164 (1976).  
 Quang Bau, Nguyen Van Huong. Proceedings of the XVIII International school on Physics of interacting compounds, Jassowiec 89, Poland.  
 r. IEEE, v. ED 17, 246 (1970)  
 r. Phys. Rev., 164, 518 (1967)

## Quang Bau et al - PARAMETRIC AMPLIFICATION AND TRANSFORMATION OF EXCITATIONS IN SEMICONDUCTOR ELECTRON - HOLE PLASMA

Study of parametric amplification and transformation of excitations in semiconductor electron-hole plasma. The dispersion equation, the spectrum of phonon and plasmon, the threshold field