

SÓNG ĐIỆN TỪ BỀ MẶT TRONG CẤU TRÚC ĐA LỚP MỎNG SẮP XẾP CÓ CHU KỲ

Nguyễn Phạm Quỳnh Anh

Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

Email: npqanh@husc.edu.vn

Ngày nhận bài: 26/5/2020; ngày hoàn thành phản biện: 8/6/2020; ngày duyệt đăng: 02/7/2020

TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi trình bày kết quả nghiên cứu sóng điện từ xuất hiện trên bề mặt cấu trúc nhiều lớp bán dẫn và điện môi mỏng sắp xếp có chu kỳ đặt trong từ trường ngoài. Khả năng và điều kiện định xứ sóng điện từ bề mặt cấu trúc được xem xét và phân tích cụ thể. Từ hệ phương trình Maxwell chúng tôi đã nhận được và phân tích mối quan hệ phân tán của sóng điện từ bề mặt và chỉ ra sự xuất hiện hai vùng tần số có sự tồn tại của chúng, nằm trên và nằm dưới tần số plasma tương ứng với miền dị hướng mạnh và yếu của cấu trúc. Các tần số đặc trưng và độ lớn của từ trường ngoài khi xảy ra sự thay đổi đáng kể các đặc trưng của sóng đã được xác định. Khả năng điều khiển hiệu quả các trạng thái bề mặt khi có từ trường ngoài bằng tần số, thậm chí bằng sự thay đổi độ dày các lớp và chu kỳ của cấu trúc đã được chỉ ra trong bài báo.

Từ khóa: cấu trúc nhiều lớp mỏng có chu kỳ, polariton bề mặt, tinh thể hai quang trục.

1. MỞ ĐẦU

Trong thời gian gần đây hướng nghiên cứu thu hút nhiều sự quan tâm chính là sự tương tác sóng điện từ với các cấu trúc dị hướng có chu kỳ, nói riêng là các sóng điện từ bề mặt định xứ tại mặt phân chia các môi trường có tính dị hướng khác nhau. Những sóng này thường được gọi là các polariton bề mặt. Cường độ điện trường trong những sóng này giảm theo hàm mũ khi cách xa bề mặt phân chia của hai môi trường, tuy nhiên dọc theo mặt phẳng này chúng lại thay đổi theo cách lượn sóng thông thường [1-4]. Trong các môi trường dị hướng cấu trúc và tính chất của sóng điện từ bề mặt phụ thuộc vào dạng dị hướng và hướng lan truyền sóng. Các hướng có thể lan truyền của sóng điện từ bề mặt tạo thành các cung trong mặt phẳng phân chia hai môi trường. Vị trí và độ rộng (độ lớn góc ở tâm) của những cung này được xác định bởi sự định hướng quang trục của các vật liệu đối với mặt phân chia và độ dị hướng của

chúng [5,6]. Điều quan trọng là những cung tạo bởi các hướng lan truyền của sóng bề mặt có thể tái cấu trúc động trong môi trường quang điện khi có sự thay đổi của điện trường và từ trường điều khiển bên ngoài [7,8].

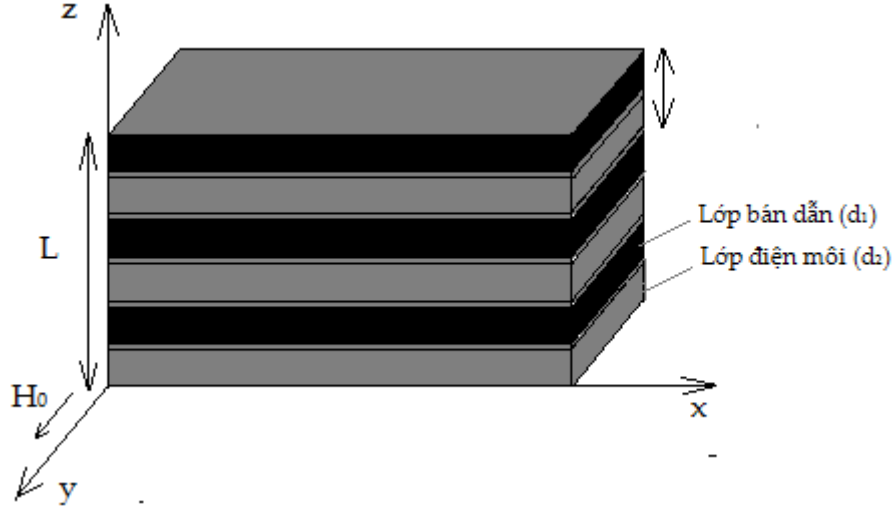
Một trong những cấu trúc dị hướng nhân tạo được quan tâm nghiên cứu nhiều là các cấu trúc đa lớp mỏng – các cấu trúc nhân tạo được tạo ra từ việc sắp xếp một cách có chu kỳ các lớp mỏng (độ dày cỡ 10-100 nanomet) có các tính chất vật lý (các tính chất điện và từ) khác nhau, thỏa mãn điều kiện xấp xỉ môi trường hiệu quả [9,10]. Tính dị hướng của các cấu trúc này là nhân tạo, các tham số vật liệu có thể được kiểm soát một cách hiệu quả bởi độ lớn của từ trường ngoài và thậm chí là bởi tỉ lệ độ dày các lớp tạo nên cấu trúc được xét. Sự thay đổi cấu trúc được thực hiện ở cấp độ nanomet, do đó có thể thay đổi kích thước, hình dạng và chu kỳ của mạng không gian của cấu trúc. Điều này giải thích vì sao các cấu trúc này xuất hiện những tính chất đặc biệt không hề có trong các vật liệu hay cấu trúc tự nhiên, ví dụ như khúc xạ âm, cho phép đưa vào quá trình tương tác ánh sáng với môi trường vật chất cả hai thành phần của trường điện từ là điện trường và từ trường... [11,12]. Các cấu trúc lớp có chu kỳ có thể được tạo ra từ những vật liệu khác nhau (ví dụ như điện môi, chất bán dẫn, vật dẫn, vật liệu từ). Dựa trên các cấu trúc này có thể tạo ra các bộ lọc, cấu trúc ống dẫn sóng phẳng, bộ biến đổi bức xạ điều khiển bởi từ trường ngoài ứng dụng trong quang điện tử và quang từ [13-16]. Việc sử dụng các môi trường dị hướng có tính dị hướng nhân tạo như vậy hứa hẹn khả năng ứng dụng trong việc chế tạo các thiết bị làm việc trong vùng tần số vi sóng, vùng THz và vùng quang học trên cơ sở kích thích các sóng điện từ bề mặt [17].

Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu các sóng điện từ hình thành trên bề mặt cấu trúc được hình thành từ các lớp mỏng điện môi và chất bán dẫn sắp xếp có chu kỳ một cách tinh xảo đặt trong từ trường. Cấu trúc các lớp mỏng điện môi và bán dẫn sắp xếp xen kẽ nhau trong điều kiện xấp xỉ lý thuyết môi trường hiệu quả có thể xem như một tinh thể dị hướng hai quang trục. Tính dị hướng cao của cấu trúc này chi phối đáng kể tính chất sóng điện từ hình thành trên bề mặt của cấu trúc đa lớp. Điểm đặc biệt hình thành của sóng điện từ trên bề mặt của cấu trúc đa lớp mỏng điện môi và bán dẫn được nghiên cứu và phân tích trong bài báo này.

2. VẬT LIỆU VÀ PHƯƠNG PHÁP

Chúng ta xét một cấu trúc lớp sắp xếp có chu kỳ được hình thành bởi các lớp bán dẫn (độ dày d_1) và chất điện môi (độ dày d_2). Tần số va chạm trong chất bán dẫn và những mất mát trong điện môi có thể bỏ qua. Trục chu kỳ hướng dọc theo trục z. Vectơ sóng của sóng đến nằm trong mặt phẳng (x,0,z). Trong trường hợp này sự phụ thuộc vào tọa độ y trong các phương trình sóng có thể được bỏ qua. Từ trường ngoài H_0 hướng theo trục y. Với cấu trúc hình học được chọn hệ phương trình Maxwell

được phân thành các phương trình đối với sóng phân cực E và các phương trình đối với sóng phân cực H [18], $d = d_1 + d_2$ – chu kỳ của cấu trúc (hình 1).



Hình 1. Hình dạng cấu trúc nhiều lớp có chu kỳ trong từ trường

Xét cấu trúc nhiều lớp mỏng có chu kỳ nhỏ hơn nhiều so với bước sóng ánh sáng, khi đó cấu trúc được xem như một môi trường hiệu quả và tính chất điện môi của nó được mô tả bởi tenxơ độ thấm điện môi:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{xx} \vec{e}_x \vec{e}_x + \epsilon_{yy} \vec{e}_y \vec{e}_y + \epsilon_{zz} \vec{e}_z \vec{e}_z \quad (1)$$

với $\vec{e}_x, \vec{e}_y$ và $\vec{e}_z$ là các vectơ đơn vị của hệ trục tọa độ được sử dụng; $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}$ và ϵ_{zz} là các độ thấm điện môi dọc theo trục x, y và z được xác định bởi các công thức sau:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\omega^4 a_1 - \omega^2 a_2 + a_3}{d\omega^2 (\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_p^2)} \\ \epsilon_{yy} &= \frac{\omega^2 (\epsilon_0 d_1 + \epsilon_d d_2) - \omega_p^2 \epsilon_0 d_1}{d\omega^2} \\ \epsilon_{zz} &= \frac{\epsilon_0 \epsilon_d d (\omega^4 a_1 - \omega^2 a_2 + a_3)}{(\omega^4 b_1 - \omega^2 b_2 + b_3)} \end{aligned} \quad (2)$$

với ϵ_f – độ thấm điện môi của mạng bán dẫn; ϵ_d – độ thấm điện môi của lớp điện môi; ω_p – tần số plasma; các hệ số a_i, b_i được xác định bởi các biểu thức sau:

$$\begin{aligned} a_1 &= d_1 \epsilon_0 + d_2 \epsilon_d, a_2 = \omega_H^2 a_1 + \omega_p^2 (d_1 \epsilon_0 + a_1) \\ a_3 &= d_1 \epsilon_0 \omega_p^4, b_1 = a_1 l_1, l_1 = d_1 \epsilon_d + d_2 \epsilon_0, \\ b_2 &= \omega_H^2 a_1 l_1 + \omega_p^2 \epsilon_0 S, S = (d_2 a_1 + d_1 l_1), \\ b_3 &= d_1 d_2 \epsilon_0^2 (2(\omega_g^2 + \omega_p^2) + \omega_p^4), \end{aligned} \quad (3)$$

Sóng điện từ bề mặt trong cấu trúc đa lớp mỏng sắp xếp có chu kỳ

với $\omega_H = H_0 e / m_{eff} c$ – tần số xyclotron; $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_{eff} \epsilon_0}$ – tần số plasma; $\omega_g = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_p^2}$ – tần số cộng hưởng hỗn hợp; n_0, m_{eff} , và e – mật độ, khối lượng hiệu quả và điện tích của các hạt mang điện trong chất bán dẫn; c – vận tốc ánh sáng.

Số sóng ngang của cấu trúc nhiều lớp chu kỳ có dạng:

$$\begin{aligned} k^E &= \sqrt{(\omega^2 / c^2) \epsilon_{xx} - (\epsilon_{xx} / \epsilon_{zz}) k_x^2}, \\ k^H &= \sqrt{(\omega^2 / c^2) \epsilon_{yy} - k_x^2} \end{aligned} \quad (4)$$

với k_x là thành phần dọc của vectơ sóng.

Nghiên cứu sự lan truyền sóng điện từ bề mặt dọc theo mặt phẳng phân chia hai môi trường chân không ($\epsilon_v = 1$) và cấu trúc các lớp mỏng có chu kỳ. Trong trường hợp này khả năng suy biến (khả năng định xứ) ở cả hai phía của mặt phân chia chỉ tồn tại đối với sóng E có từ trường định hướng vuông góc với mặt phẳng tới (mặt phẳng chứa pháp tuyến của bề mặt (trục z) và hướng lan truyền x).

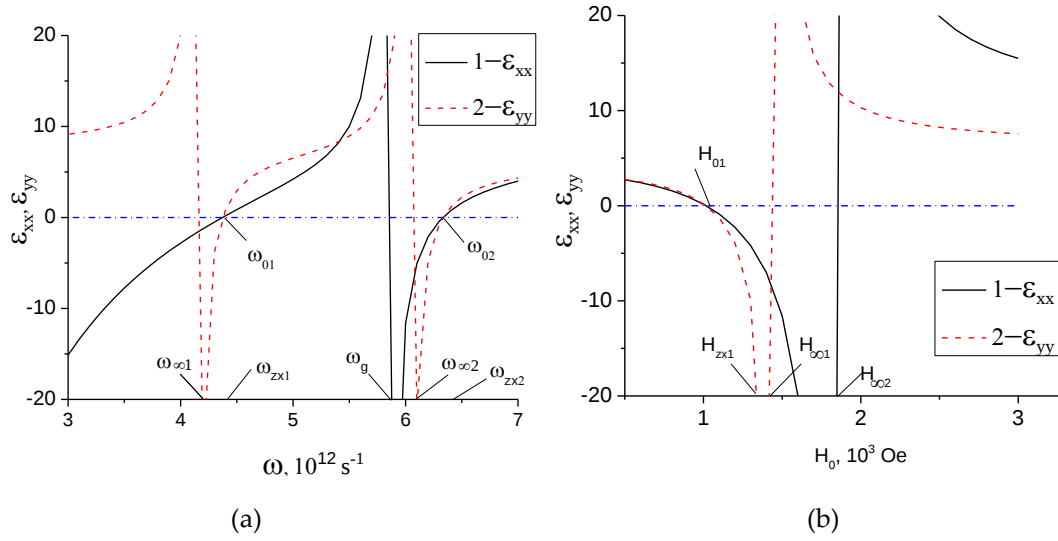
Từ các phương trình đối với biên độ trường điện từ và áp dụng các điều kiện biên (điều kiện liên tục các thành phần tiếp tuyến của trường điện từ tại mặt phân chia) chúng ta nhận được mối quan hệ phân tán đối với sóng điện từ bề mặt:

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\epsilon_{zz} \epsilon_v (\epsilon_{xx} - \epsilon_v)}{\epsilon_{zz} \epsilon_{xx} - \epsilon_v^2} \quad (5)$$

3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Phân tích phương trình tán xạ (5) chúng tôi nhận thấy rằng điều kiện để tồn tại sóng điện từ bề mặt là ϵ_{xx} phải âm. Khi đó đối với ϵ_{zz} có thể xảy ra hai trường hợp. Trường hợp 1 – khi $\epsilon_{zz} < 0$, sóng điện từ bề mặt có thể lan truyền nếu $\epsilon_{zz} \epsilon_{xx} > \epsilon_v^2$, tức là $\epsilon_{zz} \epsilon_{xx} > 1$. Trường hợp 2 – khi $\epsilon_{zz} > 0$, sóng điện từ có thể tồn tại nếu $\epsilon_{zz} > \epsilon_v$, tức là $\epsilon_{zz} > 1$. Miền tần số và từ trường, nơi mà ϵ_{xx} và ϵ_{zz} trùng nhau (tức là các thành phần của tenxơ đồng thời nhận giá trị âm), gọi là miền dị hướng yếu. Trong trường hợp ngược lại, khi các miền giá trị âm của ϵ_{xx} và ϵ_{zz} không trùng nhau (các thành phần tenxơ có dấu ngược nhau), chúng ta có miền dị hướng mạnh. Như vậy, miền tồn tại của sóng điện từ bề mặt trong hệ được xét được xác định bởi các đặc trưng đặc biệt của các thành phần hiệu quả độ thấm điện môi của cấu trúc mỏng có chu kỳ.

Chúng ta phân tích sự phụ thuộc các thành phần độ thấm điện môi ϵ_{xx} và ϵ_{zz} của cấu trúc vào tần số và từ trường ngoài (hình 2).



Hình 2. Sự phụ thuộc các thành phần tenxơ của cấu trúc lớp mỏng: a) – vào tần số ($H_0 = 1500 \text{ Oe}$); b) – vào từ trường ngoài ($\omega = 6.10^{12} \text{ s}^{-1}$); $d_1 = d_2 = 4 \mu\text{m}$; 1 – ε_{xx} ; 2 – ε_{zz}

Trong tính toán số chúng ta đưa vào các thông số sau của cấu trúc: lớp bán dẫn n-InSb ($\varepsilon_0 = 17,8$) khi $T = 77 \text{ K}$ với mật độ electron $n_0 = 2,4.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, tần số plasma $\omega_p = 5,3.10^{12} \text{ s}^{-1}$, $m_{eff} = 0,014m_0$ (m_0 – khối lượng electron tự do). Đối với lớp điện môi thạch anh được chọn sử dụng với độ thấm điện môi $\varepsilon_e = 4$ [19].

Nhận thấy rằng khi $H_0 = H_{01}$ và ở tần số $\omega = \omega_{01,02}$, ε_{xx} và ε_{zz} đồng thời tiến đến 0 các thành phần ε_{xx} và ε_{zz} :

$$\omega_{01,02} = \sqrt{\frac{a_2 \pm \sqrt{a_2^2 - 4a_1a_3}}{2a_1}},$$

$$H_{01} = \frac{m_{eff}c}{e} \sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_p^2)(\omega^2 a_1 - \omega_p^2 \varepsilon_0 d_1)}{\omega^2 a_1}}. \quad (6)$$

Ở tần số hỗn hợp $\omega = \omega_g$, thậm chí ở các tần số $\omega = \omega_{\infty 1,2}$ và khi từ trường ngoài $H_0 = H_{\infty 1,2}$ các thành phần ε_{xx} và ε_{zz} đồng thời tiến đến vô cùng:

$$\omega_{\infty 1,2} = \sqrt{\frac{b_2 \pm \sqrt{b_2^2 - 4b_1b_3}}{2b_1}},$$

$$H_{\infty 1} = \frac{m_{eff}c}{e} \sqrt{\frac{\omega^4 a_1 l_1 - \omega^2 \omega_p^2 \varepsilon_0 S + F}{\omega^2 a_1 l_1 - 2d_1 d_2 \varepsilon_0^2}}, \quad (7)$$

$$F = d_1 d_2 \varepsilon_0^2 \omega_p^2 (4 + \omega_p^2),$$

$$H_{\infty 2} = \frac{m_{eff}c}{e} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}.$$

Ở các tần số $\omega = \omega_{zx1,2}$ và khi từ trường ngoài $H_0 = H_{zx,1}$ thỏa mãn điều kiện $\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} = \varepsilon_v = 1$.

Như vậy, miền tồn tại của sóng điện từ bề mặt trong hệ đã cho giới hạn trong các dải tần số $\omega < \omega_{zx1}$, $\omega_g < \omega < \omega_{zx2}$ và vùng giá trị của từ trường $H_{\infty 2} > H_0 > H_{zx1}$. Trong bảng 1 dưới đây chúng tôi đưa vào miền tần số và độ lớn từ trường, ở đó tồn tại sóng điện từ bề mặt khi xảy ra sự dị hướng mạnh và yếu của cấu trúc các lớp mỏng.

Bảng 1. Phân chia các miền tồn tại sóng điện từ bề mặt phụ thuộc vào tính dị hướng của cấu trúc lớp

Dị hướng mạnh ($\varepsilon_{zz} > 0, \varepsilon_{zz} > 1$)	$\omega < \omega_{\infty 1}$ $\omega_g < \omega < \omega_{\infty 2}$
	$H_{\infty 1} < H_0 < H_{\infty 2}$
Dị hướng yếu ($\varepsilon_{zz} > 0, \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} > 1$)	$\omega_{\infty 1} < \omega < \omega_{zx1}$ $\omega_{\infty 2} < \omega < \omega_{zx2}$
	$H_{zx1} < H_0 < H_{\infty 1}$

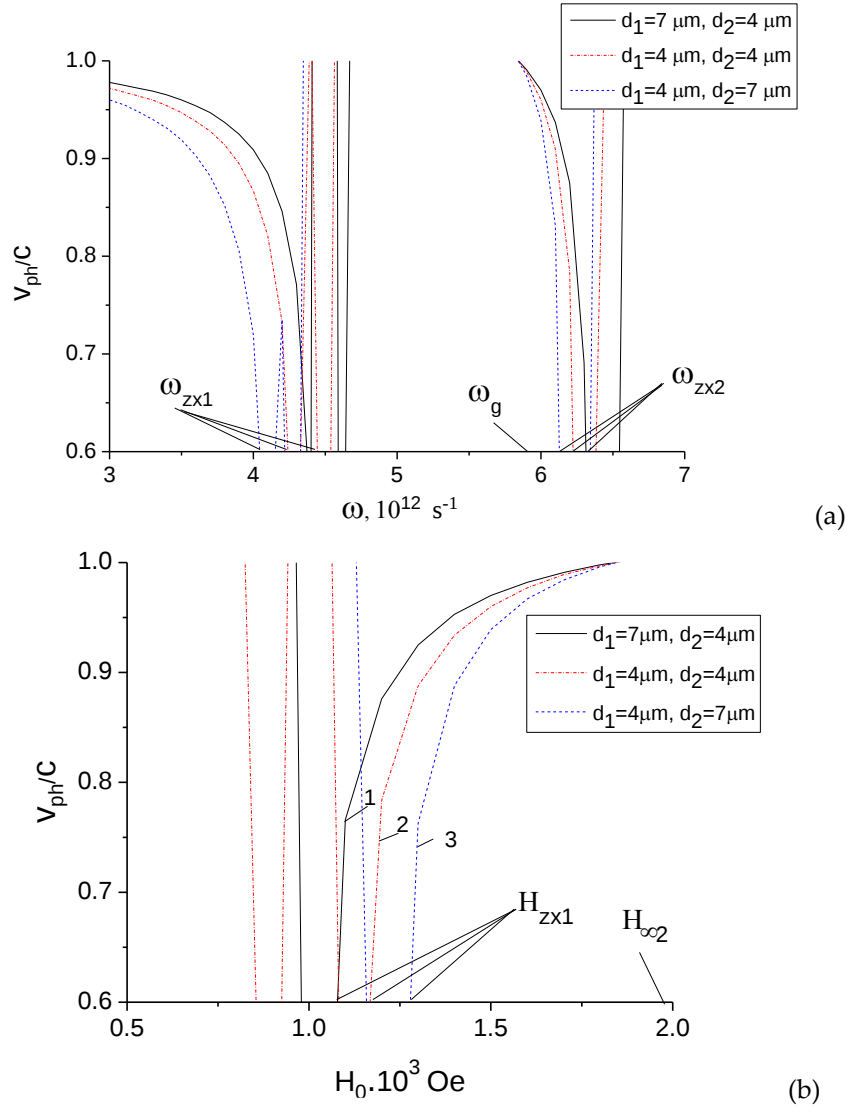
Sự phụ thuộc vận tốc pha của sóng điện từ bề mặt vào tần số và từ trường ngoài được xem xét tiếp theo. Vận tốc pha của sóng bề mặt được xác định bởi công thức sau:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_x} = c \frac{\sqrt{\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} - \varepsilon_v^2}}{\sqrt{\varepsilon_{zz}\varepsilon_v(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_v)}} \quad (8)$$

Trong miền dị hướng mạnh (khi $\omega \ll \omega_{\infty 1}$, $\omega \rightarrow \omega_g$ và $H_0 \rightarrow H_{\infty 2}$) vận tốc pha của sóng bề mặt gần đạt đến độ lớn vận tốc ánh sáng. Trong miền dị hướng yếu (khi $\omega \rightarrow \omega_{zx1,2}$ và $H_0 \rightarrow H_{zx1}$) vận tốc pha của sóng bề mặt giảm (hình 3).

Chúng ta xét sự phụ thuộc đặc trưng của sóng bề mặt vào độ dày các lớp cấu tạo nên cấu trúc lớp có chu kỳ. Trong trường hợp khi độ dày lớp bán dẫn d_1 nhỏ hơn độ dày lớp điện môi d_2 (hình 3, đường số 3) ảnh hưởng của tính dị hướng của chất bán dẫn trở nên yếu hơn (dải tần số xuất hiện sóng điện từ bề mặt khi xảy ra sự dị hướng mạnh hay yếu của cấu trúc đa lớp mỏng bị thu hẹp lại) và đường biểu diễn sự phụ thuộc của vận tốc pha vào độ lớn của từ trường ngoài trở nên thẳng hơn. Khi đó miền tồn tại sóng bề mặt dịch chuyển sang vùng tần số nhỏ và vùng giá trị lớn của từ trường ngoài, vận tốc pha của sóng trong trường hợp này giảm. Khi d_1 lớn hơn d_2 , ảnh hưởng của tính dị hướng trở nên rõ rệt hơn (dải tần số xuất hiện sóng điện từ bề mặt khi xảy ra sự dị hướng mạnh hay yếu của cấu trúc đa lớp mỏng được mở rộng ra), miền tồn tại sóng bề mặt chuyển sang vùng tần số cao và vùng giá trị nhỏ của từ trường. Khi đó, vận tốc pha tăng. Khi tính đến sự suy giảm trong lớp bán dẫn các đường phụ thuộc của vận tốc pha và độ thấm điện môi trở nên trơn mịn hơn, dẫn đến sự vắng mặt các cộng hưởng và do đó làm thay đổi các đặc trưng bề mặt của sóng điện

từ. Đặc biệt khi tổn thất lớn, vùng tồn tại sóng điện từ bề mặt gần tần số tới hạn g_ω biến mất do cộng hưởng không xuất hiện và do đó không có vùng giá trị âm của ε_{xx} .



Hình 3. Sự phụ thuộc vận tốc pha của sóng bề mặt: a) – vào tần số; b) – vào độ lớn từ trường ngoài; 1 – $d_1 = 7 \mu\text{m}$, $d_2 = 4 \mu\text{m}$; 2 – $d_1 = 4 \mu\text{m}$, $d_2 = 4 \mu\text{m}$; 3 – $d_1 = 4 \mu\text{m}$, $d_2 = 7 \mu\text{m}$.

Cần lưu ý rằng đặc trưng mỏng của cấu trúc chi phối độ dày của các lớp vật liệu sử dụng. Trong trường hợp các lớp có độ dày lớn các tính toán phải được thực hiện không phải cho một cấu trúc đa lớp mỏng mà cho một cấu trúc các lớp sắp xếp có chu kỳ.

4. KẾT LUẬN

Như vậy, điểm đặc biệt hình thành sóng điện từ bề mặt tại mặt phân chia hai môi trường chân không và cấu trúc nhiều lớp mỏng, hình thành bởi các lớp điện môi và chất bán dẫn đã được nghiên cứu. Nó cho thấy rằng những miền tồn tại sóng bề mặt được xác định hoàn toàn bởi các tính chất của thành phần hiệu quả độ thấm điện môi. Sự phụ thuộc của các thành phần tenxơ vào tần số và từ trường ngoài của cấu trúc lớp mỏng đã được phân tích bằng số và giải tích. Chúng tôi đã chỉ ra được rằng trong cấu trúc được xét tồn tại hai miền tần số tồn tại sóng điện từ bề mặt là miền trên và miền dưới tần số plasma và xây dựng được sự phụ thuộc vận tốc pha của sóng bề mặt vào tần số và độ lớn từ trường ngoài. Từ kết quả tính toán nhận thấy rằng, điểm đặc biệt của cấu trúc đa lớp mỏng cho phép kiểm soát hiệu quả các tham số của sóng điện từ bề mặt nhờ vào từ trường ngoài, tần số, độ dày các lớp và chu kỳ cấu trúc trong dải rộng bước sóng: từ nhỏ hơn milimet đến centimet. Các vùng lân cận cộng hưởng được chú ý nghiên cứu. Nhận thấy rằng, gần các miền này có thể kiểm soát hiệu quả các thông số cấu trúc do khả năng thay đổi các đặc trưng sóng điện từ khi có sự thay đổi nhỏ về tần số và từ trường ngoài. Các kết quả nhận được có thể được sử dụng để phân tích các cấu trúc đa lớp mỏng có tính chất khác nhau. Những cấu trúc lớp mỏng có chu kỳ như vậy có thể hứa hẹn tạo ra các hệ thống từ trính trong vi điện tử bán dẫn và quang tử.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. B. M. Агранович (1985). “ Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела” *Поверхностные поляритоны*. М.: Наука, 525 с.
- [2]. D. R. Smith (2003). Electromagnetic wave propagation in media with permittivity and permeability tensors, *Physical Review Letters*, – Vol. 90, – P. 077405.
- [3]. F. Peragu [et al.] (2017). Hyperbolic metamaterials and surface plasmon polaritons, *Optica*, – Vol. 4, № 11, – P. 1409-1415.
- [4]. A. Trofimov (2018). A. Surface plasmon polaritons in hyperbolic nanostructured metamaterials, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, – Vol. 32, № 14, – P. 1857-1867.
- [5]. A. Н. Фурс (2005). Бездисперсные поверхностные поляритоны на границе кручения кристаллов и в переходном слое между ними. *Оптика и спектроскопия*, Том. 98, № 3, С. 500–506.
- [6]. B. M. Агранович (1975). Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности. *Успехи физ. Наук*, Том. 115, № 2, С. 199–237.
- [7]. A. Н. Фурс (2003). Поверхностные электромагнитные волны в фарадеевских средах. *Журн. техн. физики*, Том. 73, № 4, С. 9–16.

- [8]. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский (2010). Поверхностные состояния в фотонных кристаллах. *Успехи физ. Наук*, Том. 180, № 3. С. 249–263.
- [9]. С. В. Елисеева (2008). Дисперсия объемных и поверхностных волн в бигиротропной мелкослоистой среде ферритполупроводник, *журн. техн. физики*, Т. 78, № 10, С.
- [10]. L. Menon [et al.] (2015). Negative index metamaterials based on metal-dielectric nanocomposites for imaging applications, *Applied Physics Letters*, – Vol. 93, № 2, – P. 123117.
- [11]. T. Y. Kim [et al.] (2016). General strategy for broadband coherent perfect absorption and multi-wavelength all-optical switching based on epsilon-near-zero multilayer films, *Scientific Reports*, – Vol. 6, – P. 22941.
- [12]. V. M. Shalaev (2007). Optical negative-index metamaterials, *Nature Photonics*, – 2007. – Vol. 1. – P. 41-48.
- [13]. О. В. Иваниов (2010). *Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных слоистых структурах*, Ульяновск: Ульянов. гос. техн. ун-т, 262 с.
- [14]. P. J. Bock, P. Cheben and J. H. Schmid (2010). Grating periodic structures in silicon-on-insulator: a new type of microphotonic waveguide, *Optics express*, Vol. 18, № 19, P. 20251-20262.
- [15]. B. Gelmont, R. Parthasarathy and T. Globus (2008). Terahertz (THz) Electromagnetic Field enhancement in Periodic Subwavelength Structures, *IEEE Sensors J*, Vol. 8, № 6, P. 791-796.
- [16]. R. J. Pollard (2019). Optical nonlocalities and additional waves in epsilon-near-zero metamaterials, *Physical Review Letters*, – Vol. 102, – P. 127405.
- [17]. М. Н. Либенсон (1996). Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона, *Соросовский образовательный журн.*, Т. 10, № 6, С. 92-98.
- [18]. Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов (1989). *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками*. – М.: Наука, 288 с.
- [19]. В. Н. Любимов, Д. Г. Санников (1972). Поверхностные электромагнитные волны в одноосных кристаллах. *Физика твердого тела*. Том. 14, № 3, С. 675–681.

SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES IN A MULTILAYER PERIODIC STRUCTURE

Nguyen Pham Quynh Anh

Faculty of Electronics, Electrical Engineering and Material Technology,
University of Sciences, Hue University

Email: npqanh@husc.edu.vn

ABSTRACT

In the paper, the features of surface electromagnetic waves existed on the boundary of dielectric and multilayer periodic structure are investigated. The possibility is established and the conditions are determined for localization of surface electromagnetic waves at the interface of this system. Received and analyzed the dispersion equation for the structure under consideration. It is shown that there are two frequency regions in which surface electromagnetic waves exist, above and below the plasma frequency. The specificity of geometry of the multilayer periodic structure permits to divide areas of surface waves existence into areas of strong and weak anisotropy. The characteristic frequencies and magnitudes of external magnetic fields, near which there is a significant change in the characteristics of surface polaritons are derived. The opportunity of efficient control of surface waves frequencies by means of an external magnetic field, thickness of the layers and the period of structure has been shown.

Keywords: biaxial crystal, multilayer periodic structure, surface electromagnetic waves.



Nguyễn Phạm Quỳnh Anh sinh ngày 21/ 02/ 1987 tại Thừa Thiên Huế. Năm 2009, bà tốt nghiệp cử nhân Vật lý; năm 2010, bà tốt nghiệp thạc sĩ Vật lý; năm 2020, bà tốt nghiệp tiến sĩ Toán Lý tại Trường ĐH Tổng hợp quốc gia Belarus, CH Belarus. Hiện nay bà là giảng viên tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật liệu quang dị hướng, phi tuyến, trường điện từ, phương trình toán lý...