

Ảnh hưởng của từ trường lên điện dung lượng tử của silicene

Đỗ Mười^{1,*}, Nguyễn Thị Minh Tâm¹, Phan Nguyễn Đức Dược²

TÓM TẮT

Bài báo trình bày lý thuyết về điện dung lượng tử trong từ trường có xét đến hiệu ứng spin và valley của vật liệu silicene. Từ Hamiltonian điện tử hiệu dụng năng lượng thấp, phổ năng lượng và hàm sóng của điện tử trong silicene đơn lớp đã được tính toán chi tiết. Kết quả cho thấy điện trường và từ trường đã ảnh hưởng mạnh đến phổ năng lượng của điện tử như vùng cấm có thể được điều chỉnh bằng điện trường ngoài, các mức năng lượng bị phân tách spin kể cả mức không. Tính chất điện tử của silicene khác với tính chất điện tử của graphene là do tương tác spin (quỹ đạo mạnh và do cấu trúc vênh của vật liệu silicene), trong khi graphene là vật liệu đơn lớp có cấu trúc hình học phẳng, và tương tác spin (quỹ đạo rất bé, đến mức có thể bỏ qua). Thông qua hàm mật độ trạng thái, điện dung lượng tử của silicene có tính đến các dao động Shubnikov–de Haas đã thu được bằng cách sử dụng công thức tổng Poisson. Kết quả tính số cho thấy khi năng lượng điện trường lớn hơn năng lượng tương tác spin–quỹ đạo thì điện dung $CQ = 0$ tại mức năng lượng Fermi $E_F = 0$, điều này cho thấy sự có mặt của tương tác spin–quỹ đạo và điện trường đã làm cho điện dung lượng tử xuất hiện một mẫu nhịp tại từ trường thấp và sự phân tách đỉnh tại từ trường cao. Đáng chú ý này được cho là do sự can thiệp của các dao động Shubnikov–de Haas tại hai tần số của mức Landau phân tách. Khảo sát trình bày trong bài báo về điện dung lượng tử của silicene có thể đúng đối với vật liệu đơn lớp germanene, với tương tác spin–quỹ đạo $\lambda_{SO} = 43$ meV lớn hơn tương tác spin–quỹ đạo của silicene.

Từ khoá: điện dung, từ - điện dung, silicene, spin–quỹ đạo, cấu trúc vênh, dao động Shubnikov de Haas

MỞ ĐẦU

Phép đo điện dung là một trong những công cụ cơ bản để nghiên cứu tính chất điện tử của vật liệu. Nó có thể được sử dụng hiệu quả để thăm dò mật độ nhiệt động của vật liệu¹. Có hai điểm khác biệt chính giữa silicene và graphene: Trước tiên là tính đối xứng nghịch đảo bị phá vỡ do điện trường theo hướng vênh của cấu trúc hình học. Thứ hai là tương tác spin–quỹ đạo (SOC) mạnh là nguồn gốc của hiệu ứng Hall–spin lượng tử trong vật liệu silicene. Bên cạnh các nghiên cứu về các tính chất truyền dẫn trong cấu trúc vật liệu silicene, cần phải có góc nhìn thật sâu sắc về tính chất điện tử cơ bản và kiến thức về điện dung của các thiết bị vật lý, đòi hỏi kiến thức về đặc tính điện dung–điện áp ($C - V$) của hệ vật liệu². Điện dung lượng tử là thuật ngữ được sử dụng trong lĩnh vực điện tử nano để mô tả điện dung của vật liệu ở cấp độ lượng tử, điện dung là thước đo khả năng lưu trữ điện tích của vật liệu và nó thường được định nghĩa là tỉ số giữa sự thay đổi điện tích trên một trong các dây dẫn với sự thay đổi điện thế giữa các dây dẫn³. Trong các thiết bị có kích thước nano như transistor và các linh kiện điện tử khác, kích thước của thiết bị trở nên tương đương với bước sóng của điện tử, dẫn đến các hiệu ứng cơ

học lượng tử trở nên đáng kể. Khái niệm điện dung lượng tử xuất phát từ thực tế là trong các thiết bị kích thước nano, mật độ trạng thái điện tử trở nên rời rạc thay vì liên tục, sự rời rạc này dẫn đến sự lượng tử hóa các mức năng lượng có sẵn cho các điện tử, dẫn đến sự hình thành các dải năng lượng. Điện dung lượng tử khi đó được định nghĩa là đạo hàm của mật độ điện tích đối với thế năng điện hóa, nó có liên quan đến các dải năng lượng^{2,3}. Điện dung lượng tử đóng vai trò quan trọng trong việc xác định hiệu suất của các thiết bị điện tử nano, nó ảnh hưởng đến khả năng lưu trữ điện tích, thời gian phản hồi và hiệu quả tổng thể của các thiết bị này. Do đó, hiểu và điều khiển được điện dung lượng tử của vật liệu có thể giúp các nhà nghiên cứu có thể thiết kế và tối ưu các thiết bị nano cho các ứng dụng khác nhau như lưu trữ năng lượng và cảm biến. Các kết quả về điện dung đã được nghiên cứu và báo cáo cho ống nano carbon, dải nano graphene và các hệ đơn lớp graphene và lớp kép graphene^{1,2}. Theo quan điểm này, hiện nay người ta đang chú ý đến các đặc tính tĩnh điện, thí dụ như điện dung lượng tử của các thiết bị silicene⁴. Đó chính là đáng chú ý biến thiên của điện dung khi từ trường ngoài thay đổi. Hơn nữa, để cải thiện hiệu suất của các transistor hiệu ứng trường, thì vật liệu silicene đã tạo ra niềm hứng khởi

¹Khoa Sư phạm Tự nhiên, Trường Đại học Phạm Văn Đồng, Việt Nam

²Khoa Điện – Điện Tử, Trường Đại học Nha Trang, Việt Nam

Liên hệ

Đỗ Mười, Khoa Sư phạm Tự nhiên, Trường Đại học Phạm Văn Đồng, Việt Nam

Email: dmuoi@pdu.edu.vn

Lịch sử

- Ngày nhận: 8-8-2023
- Ngày chấp nhận: 18-6-2024
- Ngày đăng: 30-6-2024

DOI:

<https://doi.org/10.32508/stdjns.v8i2.1300>



Bản quyền

© ĐHQG Tp.HCM. Đây là bài báo công bố mở được phát hành theo các điều khoản của the Creative Commons Attribution 4.0 International license.



Trích dẫn bài báo này: Mười D, Tâm N T M, Dược P N D. Ảnh hưởng của từ trường lên điện dung lượng tử của silicene. *Sci. Tech. Dev. J. - Nat. Sci.* 2024; 8(2):2939-2946.

cho các nhà nghiên cứu, bởi vì nó như một kênh vật liệu đầy tiềm năng. Điều này là do các đặc tính truyền dẫn nội tại tuyệt vời cũng như khả năng tạo cấu trúc thiết bị bằng kỹ thuật in quang khắc từ trên xuống⁴. Điện dung lượng tử cũng chứa thông tin về trạng thái cơ bản của hệ, thí dụ như tương tác electron–electron và tương quan lượng tử đóng góp vào giá trị điện dung âm. Gần đây, các nhà khoa học đã đo được các điểm kì dị Van–Hove và tham số Luttinger của hệ một chiều bằng kỹ thuật điện dung lượng tử, mật độ trạng thái tuyến tính của graphene đơn lớp và chất cách điện topo (Bi₂Se₃) cũng đã thu được bằng phép đo điện dung lượng tử⁵. Babita Rani và các cộng sự đã khảo sát điện dung lượng tử của graphene đơn lớp và hai lớp pha tạp trong dải điện áp từ -1,5 V đến +1,5 V bằng lý thuyết hàm mật độ, kết quả cho thấy graphene pha tạp có thể cải thiện giá trị điện dung lượng tử và lưu trữ nhiều điện tích hơn so với graphene không pha tạp⁶. Jilin Xia và các cộng sự⁷ đã khảo sát điện dung lượng tử của graphene pha tạp như một hàm số của thế năng cổng thông qua việc sử dụng cấu hình điện hóa ba điện cực, kết quả cho thấy điện dung lượng tử có mức cực tiểu khác không tại điểm Dirac và điện dung này tăng tuyến tính, kết quả này cho thấy tạp chất tích điện cũng ảnh hưởng đến điện dung lượng tử. Trong các thiết bị điện tử thông thường, điện dung lượng tử thường có giá trị rất lớn và có thể bỏ qua, tuy nhiên trong các thiết bị thấp chiều như là khí điện tử hai chiều, graphene và các thiết bị cách điện topo trong tương lai thì nó là đóng góp điện dung chiếm ưu thế⁸. Như vậy, điện dung lượng tử C_Q là phần đóng góp điện dung chiếm ưu thế trong các thiết bị kích thước nano và biểu thị cho phản hồi điện tích trong kênh bởi vì thế năng của kênh là biến thiên. Do đó, nó là đại lượng quan trọng trong việc thiết kế các thiết bị kích thước nano.

PHƯƠNG PHÁP

Khảo sát một tấm silicene được định hướng trong mặt phẳng (xy), với từ trường $\vec{B} = (0, 0, B)$ theo phương z. Hamiltonian hiệu dụng năng lượng thấp có dạng (1)⁹

$$H_e = v_F (\tau \sigma_x \pi_x + \sigma_y \pi_y) - (\tau s \lambda_{SO} - \Delta_z) \sigma_z + s M_z. \quad (1)$$

với $v_F = 5,42 \times 10^5$ m/s là vận tốc Fermi trong silicene; $\tau = \pm 1$ tương ứng là chỉ số thung lũng K và K'; $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ lần lượt là các ma trận Pauli; $\lambda_{SO} = 4$ meV là độ lớn tương tác spin-quỹ đạo (SOC); $\Delta_z = e l E_z$ với E_z là điện trường theo phương z và $2l=0,46\text{\AA}$ là khoảng cách giữa hai mạng con theo phương thẳng đứng¹⁰. $\vec{\pi} = \vec{p} + e\vec{A}$ là toán tử động lượng; $\vec{A} =$

$(0, Bx, 0)$ là thế vector của từ trường ngoài; $s = \pm 1$ tương ứng là chỉ số spin hướng lên và spin hướng xuống. Tương tác SOC Rashba vẫn tồn tại, tuy nhiên nó thường được bỏ qua vì có giá trị rất bé (vào khoảng 0,7 meV)^{11,12}. Có thể thấy Hamiltonian hiệu dụng (1) cũng có dạng tương tự với Hamiltonian của các kim loại chuyển tiếp (TMDC). Tuy nhiên, khác biệt chính giữa hai Hamiltonian là ở vùng cấm năng lượng và các số hạng tương tác SOC.

Cheo hóa Hamiltonian (1), đã thu được trị riêng năng lượng có dạng (2):

$$E_\xi = E_{n,s}^{\tau,p} = p \left[n(h\omega_c)^2 + (\Delta_{\tau,s}^z)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

ở đây, trạng thái điện tử được biểu diễn qua các số lượng tử như $|\xi\rangle = |n, s, \tau, p, k_y\rangle, p = \pm 1$ tương ứng là chỉ số đặc trưng cho vùng dẫn và vùng hóa trị, $n(n \geq 1)$ là chỉ số mức Landau, $\Delta_{\tau,s}^z = -\tau s \lambda_{SO} + \Delta_z$ và $\omega_c = v_F \sqrt{2}/\alpha_c$ là tần số cyclotron với $\alpha_c = (h/eB)^{1/2}$ là độ dài từ. Các hàm riêng tương ứng là (3) và (4):

$$\psi_{n,s}^{+1,p}(x) = \begin{pmatrix} C_{n,s}^{+1,p} \phi_{n-1}(x-x_0) \\ D_{n,s}^{+1,p} \phi_n(x-x_0) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\psi_{n,s}^{-1,p}(x) = \begin{pmatrix} -C_{n,s}^{-1,p} \phi_n(x-x_0) \\ D_{n,s}^{-1,p} \phi_{n-1}(x-x_0) \end{pmatrix} \quad (4)$$

trong đó hàm số $\phi_n(x-x_0)$ là hàm sóng dao động điều hòa có tâm tại $x_0 = \alpha_c^2 k_y$. Hệ số $C_{n,s}^{\tau,p}$ và $D_{n,s}^{\tau,p}$ là các hệ số chuẩn hóa, có công thức (5), (6) như sau:

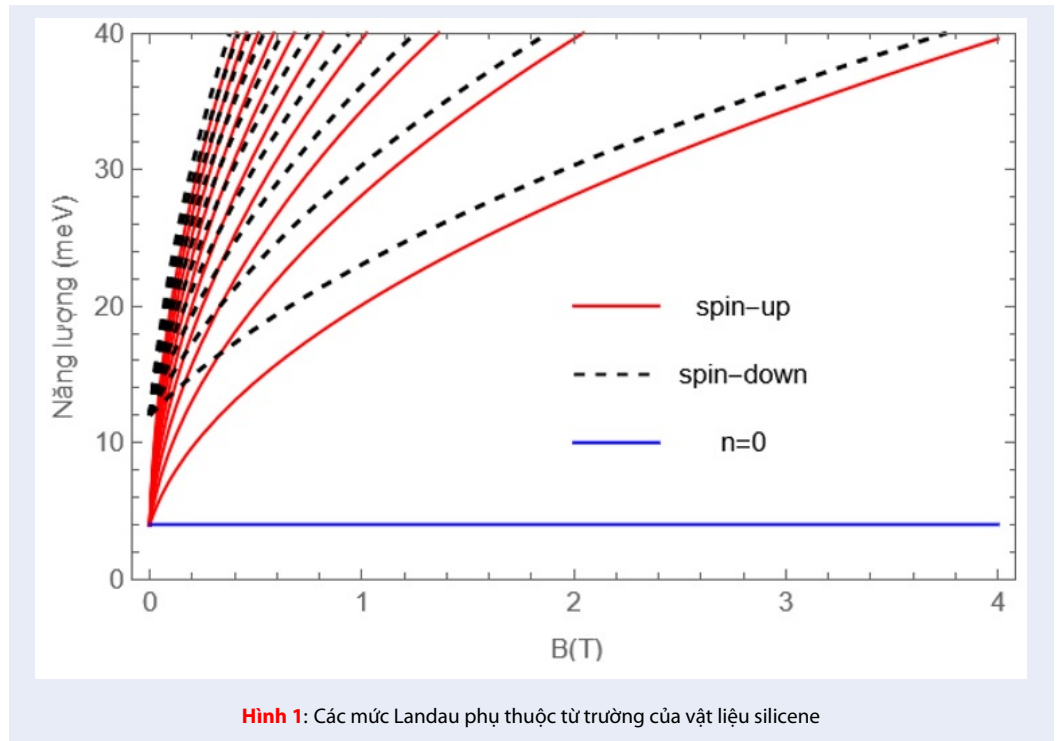
$$C_{n,s}^{\tau,p} = \sqrt{\frac{pE_{n,s}^{\tau,p} + \Delta_{\tau,s}^z}{2pE_{n,s}^{\tau,p}}} \quad (5)$$

$$D_{n,s}^{\tau,p} = \sqrt{\frac{pE_{n,s}^{\tau,p} - \Delta_{\tau,s}^z}{2pE_{n,s}^{\tau,p}}} \quad (6)$$

với $E_{n,s}^{\tau,p} = \sqrt{\Delta_{\tau,s}^z + (n+1)(h\omega_c)^2}$.

Trường hợp $n \neq 0$, mỗi chỉ số mức Landau sẽ bao gồm hai giá trị của chỉ số p với ($p > 0$) cho điện tử và ($p < 0$) cho lỗ trống. Còn đối với chỉ số mức Landau $n = 0$ thì hàm riêng tương ứng cho cả điện tử và lỗ trống là $\psi_{0,s}^{-1} = (0, \phi_0)^{Tr}$ và $\psi_{0,s}^{-1} = (0, \phi_0)^{Tr}$ trong đó Tr là toán tử chuyển vị.

Phổ năng lượng phụ thuộc vào từ trường B trong thung lũng điểm K xét trong vùng dẫn như Hình 1. Có thể thấy sự phân tách spin của các mức Landau $n \geq 1$, còn mức Landau $n = 0$ là đường thẳng màu xanh. Từ trường có ảnh hưởng mạnh đến mức Landau của vật liệu silicene. Do đó, từ trường cũng đã ảnh hưởng đến hàm mật độ trạng thái điện tử và đáng điệu của điện dung lượng tử trong vật liệu này.



Hình 1: Các mức Landau phụ thuộc từ trường của vật liệu silicene

Khảo sát một thiết bị silicene qua cổng, trong đó tụ điện được hình thành giữa cổng và tấm vật liệu silicene. Trong giới hạn nhiệt độ không, biểu thức điện dung lượng tử có dạng (8)²:

$$C_Q = e \frac{\partial Q}{\partial E_F} = e^2 \frac{\partial n_e}{\partial E_F} = e^2 D_T(B) \quad (8)$$

với n_e là mật độ hạt tải và E_F là năng lượng Fermi. Theo định nghĩa, hàm mật độ trạng thái điện tử phụ thuộc nhiệt độ tại một từ trường hữu hạn thu được từ biểu thức (9):

$$D_T(B) = \frac{\partial n_e}{\partial E_F} = \int_0^\infty dE \frac{\partial f(E - E_F)}{\partial E_F} \quad (9)$$

với f là hàm phân bố Fermi-Dirac. Trong giới hạn nhiệt độ không, ta có $D_T(B) = D(E_F)$ và

$$D(E_F) = \frac{1}{2\pi l^2} \sum_{n,s,\tau,p} \frac{1}{\Gamma\sqrt{2}} \text{Exp} \left[-\frac{(E_F - E_{n,s}^{\tau,p})^2}{2\Gamma^2} \right] \quad (11)$$

Đối với mức Landau $n = 0$, thu được:

$$D_{n=0}(E_F) = \frac{1}{2\pi l^2} \sum_{s,\tau} \times \frac{1}{\Gamma\sqrt{2\pi}} \text{Exp} \left[-\frac{(E_F - E_{0,s}^\tau)^2}{2\Gamma^2} \right], \quad (12)$$

Kết hợp (11) và (12), chúng tôi thu được:

$$D(E_F) = \frac{1}{2\pi l^2} \left\{ \sum_{s,\tau} \frac{1}{\Gamma\sqrt{2\pi}} \text{Exp} \left[-\frac{(E_F - E_{0,s}^\tau)^2}{2\Gamma^2} \right] + \sum_{s,\tau,p,n=1}^\infty \frac{1}{\Gamma\sqrt{2\pi}} \text{Exp} \left[-\frac{(E_F - E_{n,s}^{\tau,p})^2}{2\Gamma^2} \right] \right\} \quad (13)$$

Tại điểm trung hòa điện tích ($E_F = 0$), kết quả cho mật độ trạng thái điện tử là:

$$D(E_F = 0) = \frac{\Gamma}{(v_F h)^2 \pi \sqrt{2\pi}} \times \sum_{s,\tau} \frac{1}{\Gamma\sqrt{2\pi}} \text{Exp} \left[-\frac{(E_{0,s}^\tau)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{\chi}{\tan h\chi} \right) \quad (14)$$

với $\chi = \frac{\hbar^2 \omega_c^2}{2\Gamma^2}$, phương trình (14) phù hợp với kết quả đã được báo cáo bởi Ponomarenko và các cộng sự². Để hiểu được nguồn gốc về sự phân tách và biến dạng của các dao động Shubnikov-de Haas một cách định lượng, sử dụng công thức tổng Poisson:

$$\frac{1}{2} F(0) + \sum_{k=1}^\infty F(k) = \int_0^\infty F(n) dn + 2 \sum_{k=1}^\infty (-1)^k \int_0^\infty F(n) \cos(2\pi kn) dn \quad (15)$$

Sử dụng (15), đã thu được mật độ trạng thái điện tử ở nhiệt độ không ứng với đóng góp của các mức Landau $n \geq 1$:

$$D(E_F) = D_0 \left\{ 1 + 2 \sum_{s,\tau,k=1}^\infty (-1)^k \text{Exp} \times \left[-\left(\frac{2\pi k E_F \sqrt{2}\Gamma}{\hbar^2 \omega_c^2} \right)^2 \right] \cos \left[\frac{2\pi k}{\hbar^2 \omega_c^2} \times (E_F^2 - (\Delta_z - \tau s \lambda s)) \right] \right\} \quad (16)$$

ở đây $D_0 = \frac{|E_F|}{\pi h^2 v_F^2}$ là mật độ trạng thái điện tử tại giá trị từ trường $B=0$. Trường hợp $\Gamma \gg \hbar \omega_c$ thì chỉ giữ lại số hạng cấp 1 (ứng với $k = 1$), bởi vì các số hạng bậc cao hơn bị tắt dần. Như vậy, điện dung lượng tử của các mức Landau $n \geq 1$ là:

$$C_Q = \frac{e^2 |E_F|}{\pi h^2 v_F^2} \left\{ 1 + 1 + 2 \sum_{s, \tau, k=1}^{\infty} (-1)^k \times \right. \\ \left. \exp \left[- \left(\frac{2\pi k E_F \sqrt{2\Gamma}}{h^2 \omega_c^2} \right) \right] \times \right. \\ \left. \cos \left[\frac{2\pi k}{h^2 \omega_c^2} \left(E_F^2 - (\Delta_z - \tau s \lambda_{SO})^2 \right) \right] \right\} \quad (17)$$

Phần dao động cấp 1 do đóng góp của các mức Landau $n \geq 1$ tính cho cả thung lũng K/K' như sau:

$$\cos \left[\frac{2\pi k}{h^2 \omega_c^2} \left(E_F^2 - (\Delta_z - s \lambda_{SO})^2 \right) \right] + \\ \cos \left[\frac{2\pi k}{h^2 \omega_c^2} \left(E_F^2 - (\Delta_z + s \lambda_{SO})^2 \right) \right] \\ = 2 \cos \left[\frac{2\pi k}{h^2 \omega_c^2} \left(E_F^2 - \Delta_z^2 - (s \lambda_{SO})^2 \right) \right] \times \\ \cos \left[\frac{4\pi k}{h^2 \omega_c^2} \Delta_z s \lambda_{SO} \right] \quad (18)$$

Như vậy, phần dao động của điện dung lượng tử là:

$$C_Q \sim 4 \cos \left[\frac{2\pi}{h^2 \omega_c^2} \left(E_F^2 - \Delta_z^2 - (s \lambda_{SO})^2 \right) \right] \times \\ \cos \left[\frac{4\pi}{h^2 \omega_c^2} \Delta_z s \lambda_{SO} \right] \quad (19)$$

KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Hình 2 trình bày điện dung lượng tử như hàm số của năng lượng Fermi tại giá trị từ trường $B=1T$, tương tác spin-quỹ đạo $\lambda_{SO} = 4$ meV, điện trường $\Delta_z = 8$ meV. Kết quả ở Hình 2 cho thấy điện dung lượng tử bằng không tại mức năng lượng Fermi $E_F = 0$. Điều này là do tại mức Landau $n=0$ chỉ phân tách khi $\lambda_{SO} \neq 0$ hoặc $\Delta_z \neq 0$. Điện dung đã phân tách thành 1 mức điện tử và 1 mức lỗ trống xét trong mỗi thung lũng riêng khi $\lambda_{SO} = 0$ và $\Delta_z \neq 0$. Kết quả tính số cũng cho thấy, giá trị điện dung có thể điều chỉnh trong mỗi thung lũng khi năng lượng điện trường tăng thông qua cổng điện áp ngoài, nghĩa là điện dung lượng tử có thể thay đổi từ giá trị cực tiểu đến giá trị cực đại khi thay đổi điện trường. Trong trường hợp $\Delta_z > \lambda_{SO}$ thì cả hai mức con $n = 0$ đều dịch chuyển vào vùng điện tử/lỗ trống của mỗi thung lũng K/K'. Để thu được sự phân tách thì độ mở rộng của các mức Landau phải nhỏ hơn năng lượng điện trường. Lưu ý rằng không chỉ mức Landau $n=0$ mà tất cả các mức Landau khác đều tách thành hai mức con.

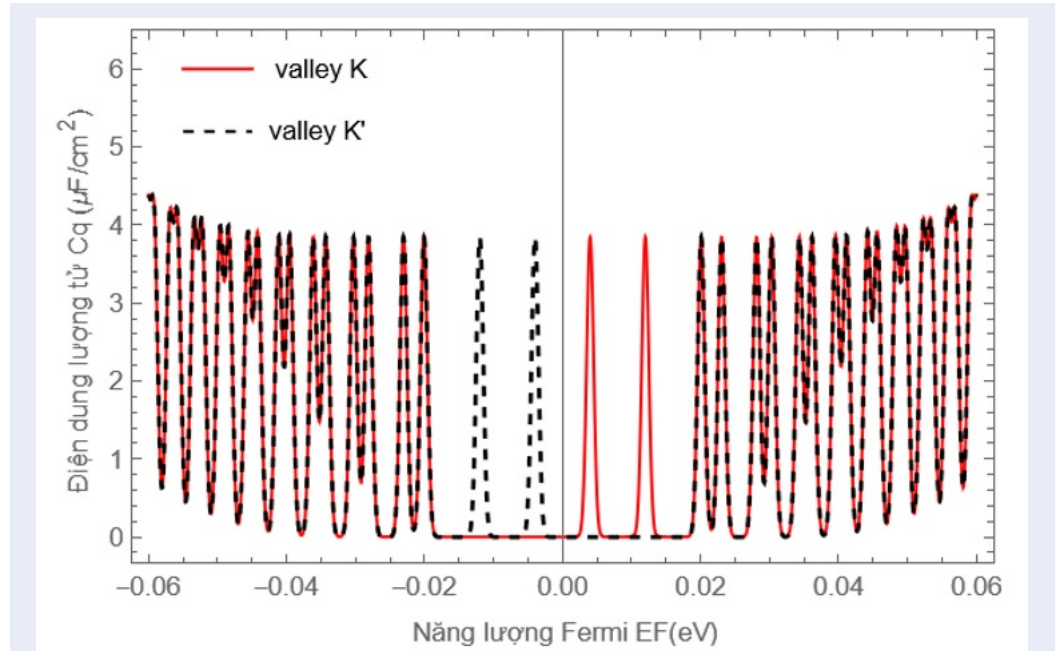
Điện dung toàn phần thu được bằng cách tính tổng điện dung ở cả hai thung lũng K và K' được trình bày ở Hình 3.

Điện dung toàn phần này được tính như một hàm số của năng lượng Fermi trong hai trường hợp $\Delta_z > \lambda_{SO}$ và $\Delta_z < \lambda_{SO}$. Một vùng cấm có thể điều chỉnh được bằng điện trường tại $E_F = 0$ là hiển nhiên. Điện dung bằng không tại $E_F = 0$ đối với trường hợp $\Delta_z = 8$ meV, còn đối với trường hợp $\Delta_z = 4$ meV thì điện dung đạt giá trị cực đại với một đỉnh đơn và phổ đối xứng điện tử - lỗ trống. Tất cả các mức Landau đều có phân tách tương tự. Trong trường hợp điện dung cực đại, vùng cấm giữa các trạng thái spin hướng xuống sẽ đóng lại để hình thành một đỉnh nhọn tại $E_F = 0$, trong khi đó các trạng thái spin hướng lên duy trì vùng cấm năng lượng của nó, điều này là do sự tiến triển của cấu trúc vùng năng lượng của silicene trong điện trường, vì vậy tính chất này là phù hợp với phương trình (2) và phương trình (7).

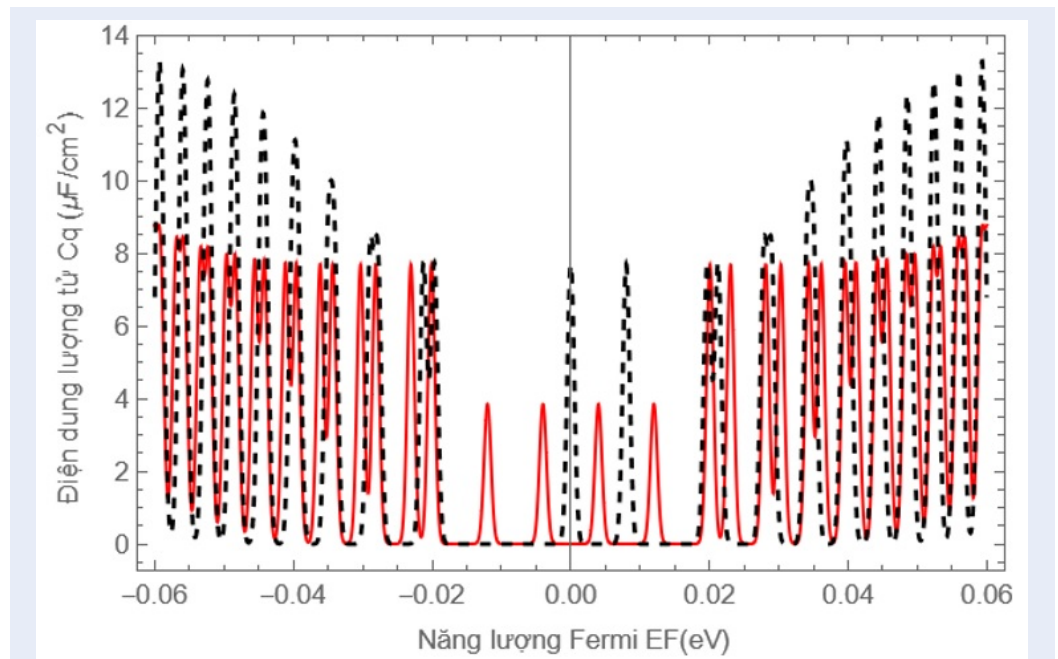
Hình 4 biểu diễn các dao động Shubnikov-de Haas trong điện dung C_Q tại $T = 0K$, $\Gamma = 0.5$ meV, $n_e = 5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ [13].

Ở từ trường thấp và cao, tương ứng, đã thu được một mẫu nhíp có biên độ thay đổi với tốc độ đều đặn và sự phân tách của các dao động Shubnikov-de Haas. Cả hai là kết quả của sự giao thoa tần số của các trạng thái spin hướng lên và các trạng thái spin hướng xuống. Điều này là hệ quả của sự phân tách các mức Landau tại giá trị tương tác spin-quỹ đạo hữu hạn và điện trường hữu hạn. Mẫu nhíp sẽ biến mất khi năng lượng tương tác spin-quỹ đạo, bởi vì mẫu nhíp là kết quả của sự giao thoa tần số của trạng thái spin hướng lên và spin hướng xuống và do đó nó là hệ quả của sự phân tách các mức Landau đối với SOI và điện trường, khi điện trường chiếm ưu thế thì nó sẽ khử số hạng SOI, với các tham số đã chọn thì mẫu nhíp biến mất khi $B \geq 1T$. Bắt đầu từ giá trị 1T trở đi, đã thấy rõ sự phân tách các dao động Shubnikov-de Haas.

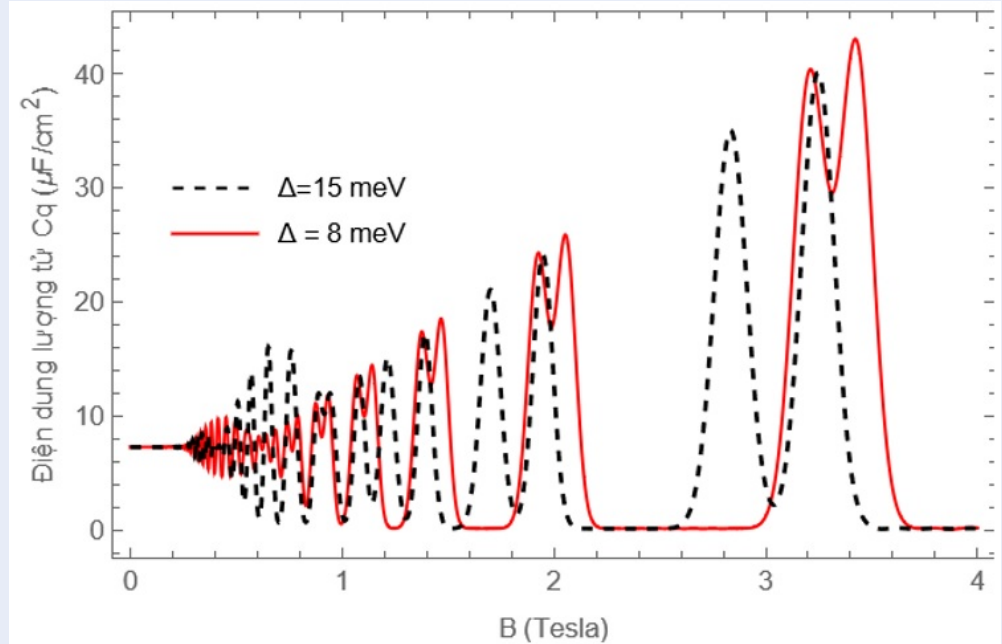
Công thức (19) chính là phần dao động của điện dung lượng tử, nó biểu diễn một sóng tần số cao hơn với biên độ dao động tại tần số thấp hơn. Kết quả đã thu được mẫu nhíp và sự phân tách của dao động Shubnikov - de Haas là vì $\lambda_{SO} \Delta_z \ll E_F$. Lưu ý rằng biên độ được biến điệu bởi số hạng $\cos \left(\frac{4\pi h}{h^2 \omega_c^2} \lambda_{SO} \Delta_z \right)$ và các nút xuất hiện tại $\frac{4\pi h}{h^2 \omega_c^2} \lambda_{SO} \Delta_z = \pm 0,5, \pm 1,5, \dots$, ở đó hàm biến điệu cosin triệt tiêu. Lưu ý rằng sự biến điệu biên độ chỉ xuất hiện khi cả tương tác spin - quỹ đạo và điện trường đều hữu hạn. Hơn nữa, ngưỡng từ trường mà ở đó nhíp được quan sát thấy phụ thuộc vào cả λ_{SO} và Δ_z , trong khoảng giá trị từ trường đến 1T thì hiện tượng nhíp tồn tại rất rõ. Trên giá trị từ trường này, hiện tượng nhíp bị tắt để thay thế cho sự phân tách của dao động Shubnikov-de Haas. Kết quả này của chúng tôi phù hợp với kết quả về sự phân tách đỉnh trong tính chất truyền dẫn lượng tử vật liệu silicene [10,13].



Hình 2: Điện dung lượng tử như một hàm số của năng lượng Fermi. Đường màu đỏ nét liền tính trong thung lũng K, đường màu đen nét đứt biểu diễn cho valley K'.



Hình 3: Điện dung toàn phần của hai thung lũng K và K' như một hàm số của năng lượng Fermi, tại $B = 1T$, $\lambda_{SO} = 4 \text{ meV}$, $\Delta_z = 8 \text{ meV}$ (đường đỏ nét liền), $\Delta_z = 4 \text{ meV}$ (đường đen nét đứt)



Hình 4: Điện dung toàn phần của thung lũng K và K' như một hàm số của từ trường, tại $\lambda_{SO} = 4$ meV, $\Delta_z = 8$ meV (đường đỏ nét liền), $\Delta_z = 15$ meV (đường đen nét đứt).

KẾT LUẬN

Bài báo trình bày việc khảo sát sự ảnh hưởng của hiệu ứng tương tác spin-quỹ đạo và điện trường đối với điện dung lượng tử của đơn lớp silicene trong từ trường. Kết quả cho thấy, sự hiện diện của tương tác spin-quỹ đạo và điện trường có ảnh hưởng đáng kể lên điện dung, cụ thể là tạo nên mẫu nhịp ở từ trường thấp và phân tách dao động của điện dung ở từ trường cao. Đáng chú ý này được cho là do sự can thiệp của các dao động Shubnikov–de Haas tại hai tần số của mức Landau phân tách. Kết quả trong bài cho thấy điện dung lượng tử của silicene cũng đúng đối với vật liệu đơn lớp germanene, với tương tác spin – quỹ đạo $\lambda_{SO} = 43$ meV lớn hơn tương tác spin–quỹ đạo của silicene.

LỜI CẢM ƠN

Nghiên cứu được tài trợ bởi ngân sách sự nghiệp khoa học và công nghệ Quảng Ngãi và Trường Đại học Phạm Văn Đồng trong khuôn khổ Đề tài mã số 01/2023/ĐTKHCNCS. Nhóm tác giả xin chân thành cảm ơn.

XUNG ĐỘT LỢI ÍCH

Nhóm tác giả cam đoan không có xung đột lợi ích.

ĐÓNG GÓP CỦA CÁC TÁC GIẢ

Đỗ Mười đưa ra ý tưởng, lên kế hoạch nghiên cứu, hoàn chỉnh nội dung bản thảo. Nguyễn Thị Minh Tâm

tiến hành tính số. Phan Nguyễn Đức Được biện luận đồ thị.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Guo J, Yoon Y, Ouyang Y. Gate Electrostatics and Quantum Capacitance of Graphene Nanoribbons. *Nano Lett.* 2007;7(7):1935-1940; Available from: <https://doi.org/10.1021/nl0706190>.
- Ponomarenko LA, Yang R, Gorbachev RV, Blake P, Mayorov AS, Novoselov KS, Katsnelson MI, Geim AK. Density of States and Zero Landau Level Probed through Capacitance of Graphene. *Phys Rev Lett.* 2010;105:136801; PMID: 21230795. Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.136801>.
- Technology.gov.capital [Internet]. Quantum Capacitance. [cited 2023 Oct 5]; Available from: <https://technology.gov.capital/quantum-capacitance/>.
- Fang T, Konar A, Xing H, Jena D. Carrier statistics and quantum capacitance of graphene sheets and ribbons. *Appl Phys Lett.* 2007;91(9):092109; Available from: <https://doi.org/10.1063/1.2776887>.
- Physics.iisc.ac.in [Internet]. Quantum Capacitance. [cited 2023 Oct 6]; Available from: <http://www.physics.iisc.ac.in/~anindya/quantum-capacitance/>.
- Rani B, Bubanja V, Jindal VK. Density functional theory study of the enhancement of quantum capacitance of graphene by phosphorus doping. *Chem Phys Chem.* 2023;123(6):27052; Available from: <https://doi.org/10.1002/qua.27052>.
- Xia J, Chen F, Li J, Tao N. Measurement of the quantum capacitance of graphene. *Nat Nanotechnol.* 2009;4(8):505-509; Available from: <https://doi.org/10.1038/nnano.2009.177>.
- Tahir M, Sabeeh K, Schwingenschlögl U. Quantum capacitance of an ultrathin topological insulator film in a magnetic

- field. Sci Rep. 2013;3(1):1261;Available from: <https://doi.org/10.1038/srep01261>.
9. Ezawa M. A topological insulator and helical zero mode in silicene under an inhomogeneous electric field. New J Phys. 2012;14(3):033003;Available from: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/3/033003>.
 10. Tabert CJ, Nicol EJ. Valley-spin polarization in the magneto-optical response of silicene and other similar 2D crystals. Phys Rev Lett. 2013;110:197402;PMID: 23705739. Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.197402>.
 11. Do M, Nguyen NH, Nguyen CV, Hoi BD, Nguyen HV, Hien ND, Poklonski NA, Kubakaddi SS, Phuc HV. Magneto-optical absorption in silicene and germanene induced by electric and Zeeman fields. Phys Rev B. 2020;201:205408;Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.205408>.
 12. Ezawa M. Spin-valley optical selection rule and strong circular dichroism in silicene. Phys Rev B. 2012;86(16):161407;Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.161407>.
 13. Tabert CJ, Nicol EJ. Magneto-optical conductivity of silicene and other buckled honeycomb lattices. Phys Rev B. 2013;88:085434;Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.085434>.

Effect of magnetic field on the quantum capacitance of silicene

Do Muoi^{1,*}, Nguyen Thi Minh Tam¹, Phan Nguyen Duc Duoc²

ABSTRACT

This paper presents a theoretical study of the quantum magnetocapacitance of spin and valley-polarized silicene in an external perpendicular magnetic field. From the low-energy effective electronic Hamiltonian, the energy spectrum and the wave function of electrons in a monolayer of silicene have been computed in detail. The numerical results show that the electric and magnetic fields have a strong influence on the energy spectrum of electrons. For example, the band gap could be adjusted by the external electric field, and the energy levels exhibit spin splitting, including the zero level. The electronic properties of silicene differ from those of the well-known graphene due to the strong intrinsic spin-orbit interaction and buckled structure of silicene, graphene is a monolayer material with a flat geometric structure, and the spin-orbit interaction is so small that it can be ignored. By analyzing the density of states function, the quantum capacitance is evaluated in relation to Shubnikov–de Haas oscillations calculated using the Poisson summation formula. The numerical results indicated that when the electric field energy was larger than the spin-orbit interaction energy, the capacitance was zero at the Fermi energy level $E_F = 0$. This indicated that the presence of spin-orbit and electric field interactions lead to the emergence of a beating pattern at low magnetic fields and a peak would split at the higher fields. This behavior could be attributed to the interference of Shubnikov–de Haas oscillations at the two frequencies of the split Landau levels. The calculation presented in this paper on the quantum capacitance of silicene was also valid for germanene with an even stronger spin-orbit coupling of $\lambda_{SO} = 43$ meV.

Key words: capacitance, magnetocapacitance, silicene, spin-orbit, buckled structure, Shubnikov de Haas oscillation

¹Faculty of Natural Sciences, Pham Van Dong University, Vietnam

²Faculty of Electrical and Electronic Engineering, Nha Trang University, Vietnam

Correspondence

Do Muoi, Faculty of Natural Sciences, Pham Van Dong University, Vietnam

Email: dmuoi@pdu.edu.vn

History

- Received: 8-8-2023
- Accepted: 18-6-2024
- Published Online: 30-4-2024

DOI : <https://doi.org/10.32508/stdjns.v8i2.1300>



Copyright

© VNUHCM Press. This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 International license.



Cite this article : Muoi D, Tam NTM, Duoc PND. **Effect of magnetic field on the quantum capacitance of silicene.** *Sci. Tech. Dev. J. - Nat. Sci.* 2024, 8(2):2939-2946.