

جریان دمنده بی دررو در اتصال گرافینی عادی - عایق - ابررسانا با ساختار قرص کاربینه

الهام مومیند^۱، بابک عبداللهی پور^۲ و رامین محمدخانی^۱

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان

۲. گروه فیزیک حالت جامد، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

پست الکترونیکی: b-abdollahi@tabrizu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۲/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۵/۸/۱۷)

چکیده

ما جریان دمنده بی دررو را در یک اتصال گرافینی عادی - عایق - ابررسانا با ساختار قرص کاربینه مورد بررسی قرار می دهیم. جریان دمنده بی دررو با نوسان های متناوب و غیرهم فاز دو پتانسیل الکترواستاتیک که به نواحی ابررسانا و عایق اعمال می شوند ایجاد می شود. با استفاده از معادله تعمیم یافته پروور برای جریان دمنده بی دررو که بر اساس نظریه پراکندگی توسعه یافته است، جریان دمنده در این اتصال محاسبه می شود. نتایج به دست آمده از این محاسبه نشان می دهند که جریان دمنده به صورت تابعی از شدت سد پتانسیل ناحیه عایق نوسان می کند و در نقاط تشدید که در مقایسه با ساختار مشابه تخت دارای اختلاف فاز $\pi/2$ است، جریان به مقدار بیشینه خود می رسد.

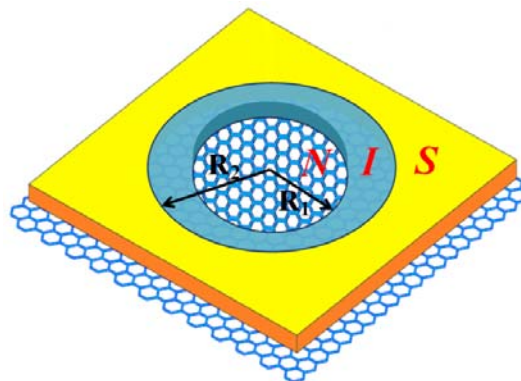
واژه های کلیدی: گرافین، جریان دمنده بی دررو، ابررسانا، قرص کاربینه

۱. مقدمه

رسانندگی را از خود بروز می دهد [۳]، که باعث شده در سال های اخیر به عنوان یکی از موضوع های بسیار جالب توجه در دنیای نانوفناوری مطرح شود. گرافین به عنوان یک نیمه رسانای بدون گاف انرژی به خودی خود ابررسانا نیست، اما بواسطه اثر مجاورت می توان این خاصیت را در آن القا نمود. این اثر را می توان بر حسب نفوذ جفت های کوپر از داخل ابررسانا به گرافین توجیه کرد [۴]. در اتصال فلز عادی با ابررسانا، الکترونی که در فلز عادی به سمت فصل مشترک حرکت می کند، در اثر بازتاب اندرین بازگشتی به

گرافین یک لایه دوبعدی از اتم های کربن با شبکه لانه زنبوری است که پس از جداسازی آن از گرافیت در سال (۲۰۰۴)، از جهات بسیاری مورد توجه فیزیکدان ها قرار گرفته است. حامل های بار در گرافین بواسطه دارا بودن ساختار نواری با رابطه پاشندگی خطی برای برانگیختگی های الکترونی در انرژی های کم، شبیه فرمیون های دیراک بدون جرم رفتار می کنند [۱-۲]. گرافین با داشتن این ویژگی، خصوصیات جالب توجهی مانند تونل زنی کلاین، رفتار شبه پخشی و کمینه

مقاله، با محاسبه ماتریس پراکندگی اتصال مورد نظر و بهره بردن از فرمول تعمیم یافته بروور برای جریان دمنده بی دررو در اتصال NS [۱۱ و ۱۲]، تأثیر ساختار قرص کاربینو بر جریان دمنده در اتصال گرافینی NIS مورد بررسی قرار می گیرد. نتایج به دست آمده از این مطالعه نشان می دهند جریان دمنده همانند ساختار تخت یک تابع نوسانی بر حسب شدت پتانسیل ناحیه نارسانا با دروه تناوب π است ولی نسبت به ساختار تخت یک اختلاف فاز $\pi/2$ دارد.



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمای کلی ساختار مورد بررسی که اتصال گرافینی فلز عادی-عایق-ابرسانا با ساختار قرص کاربینو است.

۲. مدل و معادلات اساسی

دستگاه مورد مطالعه به صورت یک اتصال گرافینی عادی-عایق-ابرسانا با ساختار قرص کاربینو می باشد که در آن قسمت عادی، قرصی به شعاع R_1 است که توسط یک ناحیه عایق به شعاع R_2 احاطه شده است و ناحیه ابرسانا باقی فضا را پر می کند. نمایی از این دستگاه در شکل ۱ نشان داده شده است. در این مطالعه، هندسه ساختار و تقارن قرص کاربینو مورد توجه است و اهمیت این ساختار در این است که برخلاف ساختار تخت، لبه ندارد. پارامترهای اساسی برای تولید جریان دمنده به صورت دو پتانسیل الکتروستاتیک در نظر گرفته می شود که توسط الکترودهایی به نواحی ابرسانا و عایق اعمال می شوند. تغییر در پتانسیل های الکتروستاتیک به کار رفته در دستگاه به گونه

$$\begin{aligned} U_*(t) &= U_* + \delta U_* \cos(\omega t), \\ V_*(t) &= V_* + \delta V_* \cos(\omega t + \phi), \end{aligned} \quad (1)$$

است. پتانسیل V_* به ناحیه عایق و پتانسیل U_* به ناحیه ابرسانا اعمال می شوند و این دو پتانسیل به طور تناوبی با اختلاف فاز ϕ نوسان می کنند.

جریان دمنده ایجاد شده در دستگاه از فرمول تعمیم یافته بروور که به صورت زیر است، به دست می آید [۱۲].

$$I_p = I_* \sum_{\alpha, \beta \in N} \Pi_{\alpha, \beta}(U_*, V_*), \quad (2)$$

$$\Pi_{\alpha, \beta}(U_*, V_*) = \text{Im} \left[\frac{\partial S_{\alpha\beta}^{ee*}}{\partial U_*} \frac{\partial S_{\alpha\beta}^{ee}}{\partial V_*} - \frac{\partial S_{\alpha\beta}^{he*}}{\partial U_*} \frac{\partial S_{\alpha\beta}^{he}}{\partial V_*} \right], \quad (3)$$

که در آن $I_* = \frac{\omega e}{2\pi} \delta U_* \delta V_* \sin \phi$ و $S_{\alpha\beta}^{ee}$ و $S_{\alpha\beta}^{he}$ به ترتیب نشان دهنده ضریب بازتاب الکترون در حالت عرضی α به

صورت حفره ای که در خلاف جهت الکترون فرودی حرکت می کند بازتاب می یابد. اما، نشان داده شده است که در اتصال گرافینی عادی-ابرسانا بازتاب اندرینو می تواند به دو صورت بازگشتی و آینه ای رخ دهد که این موضوع به دلیل ساختار الکترونی ویژه گرافین می باشد [۴].

جریان دمنده در دستگاه های گوناگون به دلیل کاربردهای فراوان در عرصه فناوری نانوالکترونیک بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۵-۸]. گرافین با دارا بودن ویژگی های بی همتا می تواند دستگاه مناسبی برای برقراری جریان دمنده باشد. برای ایجاد جریان دمنده بی دررو در یک نانوساختار در نبود هرگونه اختلاف پتانسیل اعمالی باید حداقل دو تا از پارامترهای مستقل دستگاه مانند پتانسیل الکتروستاتیک، میدان مغناطیسی و غیره به طور متناوب و غیرهم فاز نوسان کنند [۹]. حد بی دررو زمانی حاصل می شود که زمان مشخصه برای عبور حامل های بار از نانوساختار در مقایسه با زمان تناوب نوسان، بسیار کوتاه باشد. جریان دمنده بی دررو در اتصال NIS گرافینی با ساختار تخت [۱۰]، با به کارگیری معادلات دیراک-بوگولیوبوف-دژن (DBdG) مورد بررسی قرار گرفته است [۱۱]. نتایج حاصل نشان می دهند که جریان دمنده در این اتصال بر حسب شدت سد پتانسیل در ناحیه عایق رفتار نوسانی دارد.

شناخت بهتر اتصال های گرافین-ابرسانا، کمک فراوانی در طراحی و ساخت قطعه های نانوالکترونیک خواهد کرد. در این

$$\psi e^{+(-)} = e^{i(m-1/2)\varphi} \begin{pmatrix} H_{m-1/2}^{(r)}(k_e r) \\ ie^{i\varphi} \text{sign}[\varepsilon + \mu - U(r)] H_{m+1/2}^{(r)}(k_e r) \\ \vdots \end{pmatrix},$$

$$\psi h^{+(-)} = e^{i(m-1/2)\varphi} \begin{pmatrix} \vdots \\ H_{m-1/2}^{(r)}(k_h r) \\ ie^{i\varphi} \text{sign}[-\varepsilon + \mu - U(r)] H_{m+1/2}^{(r)}(k_h r) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

که در آن بردارهای موج شبه ذرات الکترون گونه و حفره گونه به صورت $k_{e(h)} = \frac{|(-)\varepsilon + \mu - U(r)|}{\hbar v_F}$ تعریف شده‌اند. توابع موج در ناحیه ابررسانا با روابط زیر داده می‌شوند:

$$\psi_S^{+(-)} = e^{i(m-1/2)\varphi} \begin{pmatrix} e^{(-)i\beta} H_{m-1/2}^{(r)}(k_{e(h)}^S r) \\ ie^{(-)i\beta} H_{m+1/2}^{(r)}(k_{e(h)}^S r) e^{i\varphi} \\ e^{-i\Phi} H_{m-1/2}^{(r)}(k_{e(h)}^S r) \\ e^{-i\Phi} H_{m+1/2}^{(r)}(k_{e(h)}^S r) e^{i\varphi} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

که در آن فاز ابررسانایی، $k_{e(h)}^S = \frac{(\mu + U_0) + (-)i\Delta_s \sin \beta}{\hbar v_F}$ و m دارای مقادیر نیمه صحیح است. توابع موج کلی در هر سه ناحیه مورد بررسی با در نظر گرفتن فرایندهای بازتاب عادی و آندریو، شکل زیر را به خود خواهند گرفت:

$$\begin{aligned} \psi_N(r, \varphi) &= \psi_N^e + r_{ee}\psi_N^e + r_{eh}\psi_N^h, \\ \psi_I(r, \varphi) &= p\psi_I^e + q\psi_I^e + m\psi_I^h + n\psi_I^h, \\ \psi_S(r, \varphi) &= t_{ee}\psi_S^e + t_{eh}\psi_S^h. \end{aligned} \quad (9)$$

در این مرحله، کمیت بدون بعد χ را که نشان‌دهنده شدت سد پتانسیل ناحیه عایق است، معرفی می‌کنیم، که به صورت

$$\chi = \frac{V_0 d}{\hbar v_F}, \quad (10)$$

تعریف می‌شود [۱۰]. این کمیت نقش مهمی در بررسی‌های ما دارد، که در آن $d = R_F - R_I$ ضخامت سد پتانسیل ناحیه نارسانا است. در اینجا حد سد پتانسیل باریک را با در نظر گرفتن $V_0 \rightarrow \infty$ و $d \rightarrow 0$ معرفی می‌کنیم، به گونه‌ای که شدت سد پتانسیل (χ) مقداری متناهی داشته باشد. از آن جایی که معادله دیراک یک معادله دیفرانسیل مرتبه اول است، تنها شرایط مرزی، پیوستگی توابع موج در مرزها است.

الکترون در حالت β و الکترون در حالت α به حفره در حالت β در ناحیه عادی است. جریان دمنده زمانی بی‌دررو است که تغییر پارامترهای اساسی دستگاه در قیاس با زمان مشخصه برای عبور حامل‌های بار از دستگاه به آرامی صورت گیرد. بنابراین این وضعیت در بسامدهای کم قابل دسترسی است و همان طور که در معادله (۲) مشاهده می‌شود، جریان ایجاد شده با بسامد نوسان‌ها رابطه مستقیم دارد.

برای محاسبه جریان دمنده بی‌دررو در دستگاه مورد مطالعه، بایستی ماتریس پراکندگی دستگاه محاسبه شود. برای این کار لازم است نخست توابع موج شبه ذرات مربوط به هر سه ناحیه را محاسبه نموده، سپس با بهره بردن از روش پراکندگی، مؤلفه‌های ماتریس پراکندگی را به دست آورد. برانگیختگی‌های با انرژی کم در گرافین در حضور خاصیت ابررسانایی با معادله دیراک - بوگولیوبوف - دژن (DBdG) بیان می‌گردند [۴]:

$$\begin{pmatrix} H - E_F & \Delta(r) \\ \Delta^*(r) & E_F - H \end{pmatrix} \psi = \varepsilon \psi. \quad (4)$$

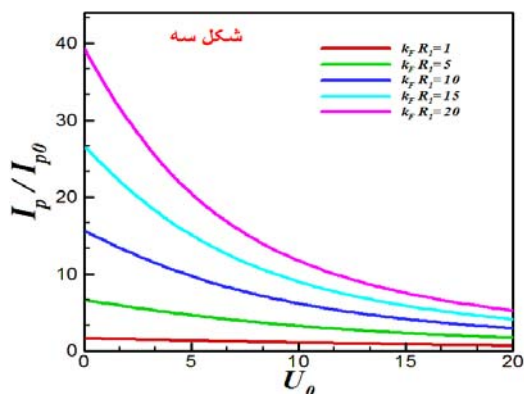
در این رابطه ε انرژی برانگیختگی شبه ذرات نسبت به انرژی فرمی، ψ تابع موج چهار مؤلفه‌ای برای اسپینورهای الکترون و حفره، $\Delta(r)$ گاف انرژی ابررسانایی است که تنها در ناحیه ابررسانا مقدار غیر صفر دارد و H هامیلتونی دیراک دو بعدی در گرافین است که در مختصات قطبی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H(r, \varphi) = -i\hbar v_F (\cos \varphi \sigma_x + \sin \varphi \sigma_y) \partial_r - i\hbar v_F (\cos \varphi \sigma_y - \sin \varphi \sigma_x) \frac{1}{r} \partial_\varphi + U(r). \quad (5)$$

در این رابطه σ_x و σ_y ماتریس‌های 2×2 پائولی در فضای شبه اسپین، $\vec{v}_F$ سرعت فرمی و $U(r)$ پتانسیل الکترواستاتیک است که بصورت زیر می‌باشد:

$$U(r) = -U_0 \theta(r - R_F) + V_0 \theta(-r + R_F) \theta(r - R_I) \quad (6)$$

که در اینجا θ تابع پله‌ای است. ناحیه عایق در این اتصال با اعمال یک پتانسیل الکترواستاتیک V_0 به گرافین ایجاد می‌شود. با حل معادله (۴) در هر سه ناحیه اتصال، توابع موج در ناحیه‌های گوناگون به دست می‌آیند. توابع موج در ناحیه‌های عادی یا عایق، با در نظر گرفتن پتانسیل مربوط به آن ناحیه، به شکل زیر به دست می‌آیند:

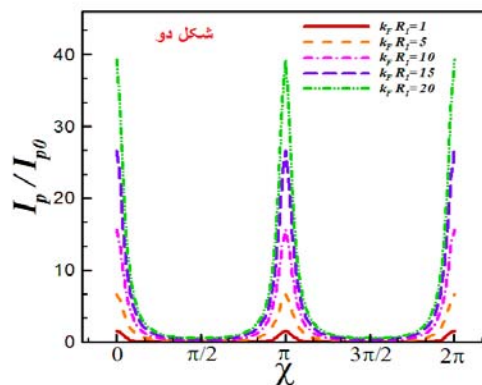


شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) جریان دمنده بی دررو بر حسب پتانسیل ناحیه ابرسانا برای مقادیر مختلف $k_F R_1$ ، $\chi = 0$ و $\Delta_s = 0.1 E_F$.

جریان دمنده به ازای مقادیر $\chi = n\pi$ برای شدت سد پتانسیل، که در آن n یک عدد صحیح است، به بیشترین مقدار خود می‌رسد. این نقاط، همان نقاطی هستند که به ازای آنها عبور تشدید رخ می‌دهد ($r_{ee} = 0$) و رسانایی دستگاه دارای قله تیزی است. به علت تغییر ناگهانی مشتق r_{ee} نسبت به χ در این مقادیر، جریان دمنده واگرا می‌شود. این نتیجه نشان می‌دهد که در مقایسه با اتصال گرافینی NIS با ساختار تخت [۱۰]، تشدید جریان دمنده بر حسب شدت سد پتانسیل دارای اختلاف فاز $\pi/2$ است.

در شکل ۳ رفتار جریان دمنده بی دررو در اتصال مورد بررسی بر حسب پتانسیل ناحیه ابرسانا برای مقادیر مختلف $k_F R_1$ و برای $\chi = 0$ و $\Delta_s = 0.1 E_F$ نشان داده شده است. بررسی نتایج به دست آمده حاکی از آن است که با افزایش U_s ، جریان دمنده همانند ساختار تخت به سرعت کاهش می‌یابد. افزایش U_s سبب نابرابری تراز فرمی در ناحیه‌های ابرسانا و عادی شده که منجر به کاهش جریان دمنده می‌شود.

رفتار جریان دمنده بی دررو بر حسب ولتاژ بایاس eV برای مقادیر مختلف $k_F R_1$ در شکل ۴ نشان داده شده است. در این نمودار سطوح انرژی فرمی نواحی عادی و ابرسانا هم‌تراز فرض می‌شوند ($U_s = 0$). به ازای ولتاژهای زیرگاف $eV < \Delta_s$ جریان دمنده رفتار کاهشی و در ولتاژهای بالاتر رفتار افزایشی دارد. همان‌گونه که مشاهده می‌شود در لبه گاف به ازای



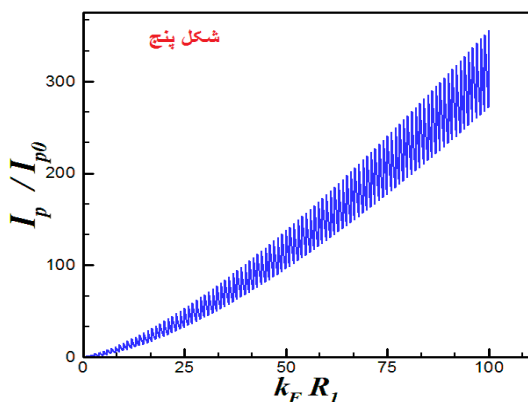
شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) جریان دمنده بی دررو در نقطه دیراک بر حسب شدت سد پتانسیل برای $U_s = V_s = 0$ و $k_F R_1 = 1, 5, 10, 15, 20$ و $\Delta_s = 0.1 E_F$.

پس از اعمال شرایط مرزی بالا، حد سد پتانسیل باریک را اعمال می‌کنیم و ضرایب بازتاب را به دست می‌آوریم. ضرایب بازتاب به دست آمده، توابع متناوبی بر حسب χ هستند. با در دست داشتن ضرایب بازتاب، می‌توان مشتق آنها را نسبت به U_s و V_s به شکل تحلیلی به دست آورد. با محاسبه عددی و انجام جمع بر روی همه مقادیر m ، جریان دمنده بی دررو از معادله (۲) به دست می‌آید.

۳. بررسی نتایج

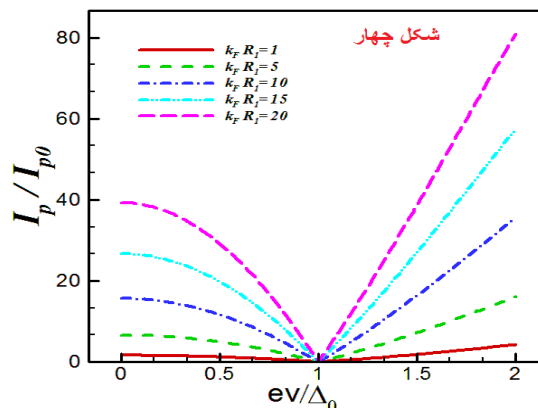
جریان دمنده بی درروی ایجاد شده توسط فرمیون‌های دیراک در اتصال گرافینی NIS با ساختار قرص کاربینو در نقطه دیراک $\varepsilon = 0$ و با در نظر گرفتن حالت ترازهای فرمی یکسان در نواحی ابرسانا و عادی، $U_s = V_s = 0$ و $\Delta_s = 0.1 E_F$ ، برای مقادیر مختلف $k_F R_1$ ، در شکل ۲ نشان داده شده است. در نمودارهای به دست آمده I_p / I_{p0} ، که در آن $I_{p0} = \omega e \delta U_s \delta V_s \sin \phi \frac{1}{E_F} \frac{d}{\hbar v_F}$ است، بر حسب کمیت بدون بعد شدت سد پتانسیل ناحیه عایق χ رسم شده است.

نتایج حاصل نشان می‌دهند که جریان دمنده در اتصال NIS با ساختار قرص کاربینو در نقطه دیراک $\varepsilon = 0$ ، بر حسب شدت سد پتانسیل ناحیه عایق رفتاری نوسانی با دوره تناوب π دارد.



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) جریان دمنده بی‌دررو در نقطه دیراک بر حسب سطح اندازه اتصال $(k_F R_I)$ برای $U_i=0$ ، $\chi=0$ و $\Delta_i=0.1 E_F$.

است. جریان دمنده در این ساختار با نوسان‌های متناوب و غیرهم‌فاز پتانسیل‌های الکترواستاتیکی که به نواحی عایق و عادی اعمال می‌شوند ایجاد می‌شود. با حل معادله دیراک-بوگولیوبوف-دژن در این ساختار و استفاده از معادله تعمیم‌یافته بروور جریان دمنده بی‌دررو در این ساختار محاسبه شده است. جریان دمنده به دست آمده تابع متناوبی از شدت سد پتانسیل ناحیه عایق است و با افزایش پتانسیل ناحیه ابررسانا به سرعت کاهش می‌یابد. جریان دمنده بر حسب اندازه اتصال و یا غلظت حاملین بار به شکل نوسانی افزایش می‌یابد و با افزایش غلظت حاملین بار در این دمنده می‌توان جریان دمنده قابل ملاحظه‌ای را به دست آورد.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) جریان دمنده بی‌دررو بر حسب ولتاژ بایاس (eV / Δ_0) برای مقادیر مختلف $k_F R_I$ ، $\chi=0$ و $U_i=0$ و $\Delta_i=0.1 E_F$.

$eV = \Delta_0$. جریان دمنده صفر می‌شود، چون در این مقدار بازتاب آندریو کامل را مستقل از مقادیر سایر پارامترها داریم. در شکل ۵ همان طور که مشاهده می‌شود جریان دمنده با افزایش اندازه اتصال و یا غلظت حاملین بار $(k_F R_I)$ ، به شکل نوسانی افزایش می‌یابد که وابستگی شدید جریان دمنده به هندسه دستگاه را نشان می‌دهد.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله دمنده گرافینی به شکل ساختار ابررسانا-عایق-عادی با ساختار قرص کاربینو مورد بررسی قرار گرفته است. مزیت این ساختار نسبت به ساختار مشابه تخت در نداشتن لبه

مراجع

1. K S Novoselov et al., *Science* **306** (2004) 666.
2. Y Zhang et al., *Nature* **438** (2005) 201.
3. A H Castro Neto, F Guinea, N M R Peres, K S Novoselov, and A K Geim, *Rev. Mod. Phys.* **81** (2009) 109
4. C W J Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 067007.
5. E Prada, P SanJose and H Schomerus; *Phys. Rev. B* **80** (2009) 245414.
6. B Abdollahipour and R Mohammadkhani; *J. Phys.: Condens. Matter* **26** (2014) 085304.
7. R Mohammadkhani, B Abdollahipour, and M Alidoust; *Europhysics Letter* **111** (2015) 67005.
8. G M M Wakker and M Blaauboer; *Phys. Rev B* **82** (2010) 205432.
9. P W Brouwer, *Phys. Rev. B* **58** (1998) R10135.
10. S Bhattacharjee and K Sengupta, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 217001.
11. M Alos-Palop and M Blaauboer, *Phys. Rev. B* **84** (2011) 073402.
12. M Blaauboer, *Phys. Rev. B* **65** (2002) 235318.