Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 1, с. 42 – 44 © 2013 г. 10 января

Новая модель передачи тепла через границу металл–диэлектрик на примере границ в композите алмаз–медь

А. П. Мейлахс[+*], *Е. Д. Эйдельман*[+*×1)]

[+] *Физико-технический институт им. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

[*] *С.-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий, 194021 С.-Петербург, Россия*

[×] *С.-Петербургская государственная химико-фармацевтическая академия, 197376 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 27 ноября 2012 г.

Предложена модель передачи теплоты из диэлектрика (алмаза) в металл (медь), отличающаяся тем, что в ней учтена передача энергии колебаниями, присущими диэлектрику, но имеющими частоты, много большие частот, присущих собственным колебаниям металла. В одномерном случае и в одноконстантном приближении связи на границе задача решена точно. Оказалось, что передача энергии происходит в тонком слое около границы металла.

DOI: 10.7868/S0370274X13010086

Теплопередача в композитах медь–наноалмаз [1] определяется условиями на границах фаз. Теплопередача через границу является актуальной проблемой теоретической физики, поскольку такое явление часто встречается в технических приложениях.

К настоящее время существует несколько моделей, призванных объяснять это явление. Первая из них была предложена И.М. Халатниковым шестьдесят лет назад [2]. Эта модель рассматривает перенос тепла через границу фононами. Поток фононов при этом рассматривается в приближении упругого континуума. Влияние же фононов на электроны в металле не учитывается. Таким образом, эта модель применима к процессам, происходящим на границе диэлектриков при низких температурах. В случае же границы диэлектрик–металл она даже при низких температурах дает значение до двух порядков меньшее, чем эксперимент [3–6].

Вторая, более современная модель была рассмотрена в работах [7]. В этой модели считается, что передача энергии происходит при взаимодействии фононов, приходящих из диэлектрика, с электронами в металле. Фононы рассматриваются в том же приближении, что и в модели Халатникова, а электроны – как газ. Эта модель также работает только при низких температурах, поскольку лишь низкочастотные колебания хорошо соответствуют моделям сплошной среды. В случае высоких температур возбуждаются и высокочастотные колебания кристаллической решетки, которые такими моделями не описываются.

В [8] предложена модель, согласно которой колебания кристаллической решетки диэлектрика не влияют на металл: фононы в металле и диэлектрике существуют независимо. Основная идея данной модели состоит в том, что колебания в диэлектрике рассматриваются как колебания диполей. Возникающее при этом электромагнитное поле действует на электроны в металле. Такая модель, на наш взгляд, применима только при очень высоких температурах, когда частоты колебаний кристаллической решетки в диэлектрике велики. Переходами фононов из диэлектрика в металл при высоких температурах можно пренебречь [9].

В [9] представлена последняя из известных авторам моделей передачи тепла через границу. Эта модель будет подробно рассмотрена ниже. Однако в [9] исследуется только случай границы двух диэлектриков. Целью настоящей работы является распространение идеи, предложенной в [9], на случай границы диэлектрик–металл (медь–алмаз), имеющий большое практическое значение.

В статье [9] решается модельная задача (см. рис. 1). Рассматривается единая одномерная цепочка, которая характеризуется набором упругих констант β_1, β_2, β, определяющих взаимодействия между атомами внутри сред и на границе. Массы атомов веществ обозначены как m_1, m_2, а межатомные расстояния – как a_1, a_2. С одной стороны на границу падает плоская волна заданной частоты ω. Так как решение для бесконечной в обе стороны цепочки известно, частота ω однозначно определяет величины волновых векторов q_1, q_2. Их

1)e-mail: eidelman@mail.ioffe.ru

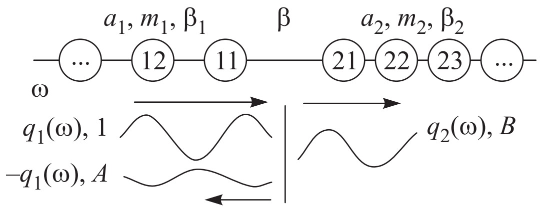

Рис. 1. Процесс распространения колебаний по двум связанным полубесконечным одномерным цепочкам: q_j, A_j и ω – параметры волны, β_j, m_j – параметры цепочек, $j = 1, 2$ – номера сред, β – параметр связи цепочек на границе сред, которая обозначена вертикальной линией. В среде 1 имеются падающая и отраженная волны. Считается, что падающая волна имеет единичную амплитуду

связь задается хорошо известной формулой [10] для дисперсии:

$$m_j\omega^2 = \beta_j(2 - e^{iq_j a_j} - e^{-iq_j a_j}), \qquad (1)$$

или, что то же самое,

$$\omega = \omega_{mj} \left|\sin(q_j a_j/2)\right|, \omega_{mj} = 2\sqrt{\beta_j/m_j}. \qquad (2)$$

Для связанной цепочки (рис. 1) решение [9] ищется слева от границы в виде суперпозиции падающей и отраженной волн с волновыми векторами q_1 и $-q_1$, а справа – в виде прошедшей волны с волновым вектором q_2. Дисперсионное соотношение остается тем же самым. Задача нахождения амплитуд прошедшей и отраженной волн с учетом условий на границе двух сред полностью решена в работе [9]. При этом предполагается, что частота падающей волны меньше обеих максимально возможных частот бесконечных в обе стороны цепочек с теми же параметрами: $\omega < \omega_{m1}, \omega_{m2}$.

Далее решение поставленной задачи будет рассмотрено в случае, когда частота волны, падающей из диэлектрика в металл, больше, чем максимальная частота собственных колебаний в металле, но, конечно, меньше, чем максимально возможная собственная частота в диэлектрике.

Предположим для определенности, что $\omega_{m1} > \omega_{m2}$ (слева – диэлектрик, справа – металл). Выясним, что происходит в модели [9], когда частота падающей волны больше, чем максимальная частота колебаний ω_{m2} в веществе 2. Такие колебания отбрасываются во всех известных моделях (см. выше). Между тем хорошо известно [11], что дебаевские температуры в диэлектриках гораздо больше чем в металлах. Особенно велика эта разница для композита алмаз–медь. В дальнейшем именно его мы и будем иметь в виду как объект, к которому применимо проводимое рассмотрение.

Из физических соображений ясно, что вблизи границы второй цепочки должны возникать вынужденные колебания с частотой падающей волны. Однако они не могут распространяться вглубь, так как вдали от границы дисперсия колебаний задается формулой (2) с $j = 2$, а не с $j = 1$, как в падающей волне. Значит, такие колебания должны затухать вдали от границы и им соответствует мнимый волновой вектор. Можно показать, что в этом случае следует положить $k = iq_2 + \pi$. Тогда (2) перейдет в выражение

$$\omega = \omega_{m2} \cosh(q_2 a_2/2). \qquad (3)$$

Дисперсионному соотношению (2) соответствуют частоты $\omega \leq \omega_{m2}$, а соотношению (3) – частоты $\omega > \omega_{m2}$. Колебания, соответствующие дисперсионному соотношению (3), не могут существовать в цепочке, бесконечной в обе стороны, поскольку такие решения не удовлетворяют условию ограниченности амплитуд. В этом случае атомы вещества 2 колеблются в противофазе друг с другом. Также можно показать, что граничные атомы 11 и 21 (см. рис. 1) колеблются в противофазе. Это означает, что при таких частотах падающей волны поток энергии через границу не идет, так как работа силы, связывающей атом 11 с атомом 21, за период равна нулю. То же самое относится и к работе сил, связывающих атомы 21 и 22, 22 и 23 и т.д.

Результаты решения классической задачи о колебании, распространяющемся в системе различных связанных полубесконечных одномерных цепочек при частоте колебаний в диэлектрике, большей, чем максимально возможная частота колебаний в металле, приведены на рис. 2. Получается, что высокочастотные колебания диэлектрика проникают

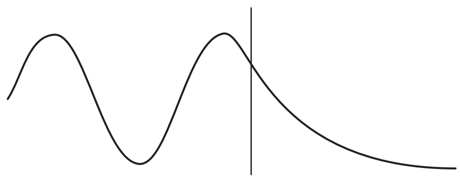

Рис. 2. Результат распространения колебаний по двум различным связанным полубесконечным одномерным цепочкам при частоте колебаний в диэлектрике (слева), большей, чем максимально возможная частота колебаний в металле (справа). Граница сред обозначена вертикальной линией. Видно, что высокочастотные колебания проникают в металл, но в нем затухают

в металл. При этом, с одной стороны, они не распространяются по всему металлу, как в случае колебаний, которые рассматриваются в моделях, использующих приближение упругого континуума. С другой стороны, эти высокочастотные колебания нельзя считать вообще не проникающими в металл, как колебания, рассмотренные в модели [8]. Такие поверхностные колебания отличаются от хорошо известных рэлеевских волн [12]. Последние возникают с той стороны от поверхности между двумя кристаллами, с которой скорость звука больше. В случае границы металл–алмаз рэлеевские волны возникают со стороны алмаза. Найденные же в данной работе колебания возникают с той стороны, с которой меньше дебаевская частота, т.е. в металле.

Очевидно, что из-за проникновения колебаний из диэлектрика в металл возникают высокочастотные колебания кристаллической решетки металла. Энергия этих колебаний передается электронному газу. Таким образом, происходит передача энергии от диэлектрика металлу.

Проведенные расчеты могут быть обобщены на случай трехмерной кристаллической решетки.

Итак, в настоящей работе предложена новая модель передачи энергии через границу металл–диэлектрик. Эта модель может найти свое применение при объяснении свойств композитов наноалмаз–медь. Вычисления коэффициента теплопроводности проводятся в настоящее время.

Авторы благодарны А.Я. Вулю за интерес к работе, а также С.В. Кидалову и Ф.М. Шахову, обратившим наше внимание на рассмотренную проблему. Работа выполнена при поддержке программ президиума РАН “Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов"и “Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы а также РФФИ (грант # 12-08-00174-а).

1. А. М. Абызов, С. В. Кидалов, Ф. М. Шахов, ФТТ **54** 196 (2012).
2. И. М. Халатников, ЖЭТФ **22**, 687 (1952).
3. G. L. Pollack, Rev. Mod. Phys. **41**, 48 (1969).
4. L. J. Challis, J. Phys. C **7**, 481 (1974).
5. E. T. Swartz and R. O. Pohl, Appl. Phys. Lett. **51**, 2200 (1987).
6. R. J. Stoner and H. J. Maris, Phys. Rev. B **48**, 16373 (1993).
7. M. L. Huberman and A. W. Overhauser, Phys. Rev. B **50**, 2865 (1994).
8. G. D. Mahan, Phys. Rev. B **79**, 075408 (2009).
9. L. Zhang, P. Keblinski, J.-S. Wang, and B. Li, Phys. Rev. B **83** 064303(2011).
10. А. И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников*, М.: Лань, 1978.
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Ч. 1, М.: Наука, 1976, с. 224.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, М.: Физматлит, 2003, с. 140.