

Влияние слабого магнитного поля на радиационную проводимость монокристаллов C_{60}

© Ю.И. Головин, Д.В. Лопатин, Р.К. Николаев*, А.В. Умрихин, М.А. Умрихина

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
392622 Тамбов, Россия
E-mail: lopatin@tsu.tmb.ru

* Институт физики твердого тела Российской академии наук,
132432 Черногловка, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 20 июня 2005 г.)

Обнаружено увеличение радиационной проводимости монокристаллов C_{60} под влиянием слабого магнитного поля $B < 1$ Т. Показано, что эффект не сводится к известным гальваномагнитным явлениям. Для объяснения полученных результатов предложены механизмы влияния слабого магнитного поля на спин-зависимые процессы с участием промежуточных электронно-дырочных пар, образованных при радиационном возбуждении фуллерита.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы „Развитие научного потенциала высшей школы“ (грант № 717).

PACS: 72.80.Rj, 72.20.Mu, 72.15.Gd

Поиск путей высокоскоростного, бесконтактного, селективного управления электронно-оптическими свойствами фуллеренов и фуллереносодержащих материалов представляет собой актуальную задачу в связи с перспективой их практического применения [1]. Известно, что слабое магнитное поле (МП) с индукцией < 1 Т эффективно влияет на фотопроводимость фуллеритов C_{60} [2]. Резонансное изменение фотопроводимости монокристаллов C_{60} в условиях ЭПР [3] свидетельствует о влиянии МП на спиновое состояние промежуточных электронно-дырочных пар. В работе [4] сообщалось об обнаружении радиационной проводимости фуллерита C_{60} , возбуждаемой β -облучением с интенсивностью $K \leq 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. При рассмотрении механизмов образования свободных носителей заряда в молекулярных кристаллах при оптическом или радиационном облучении легкими частицами можно выделить несколько стадий, связанных с образованием промежуточных электронно-дырочных пар [5]. Это позволяет предположить, что радиационная проводимость кристаллов C_{60} , как и фотопроводимость, может зависеть от слабого МП. Кроме того, исследование радиационной проводимости C_{60} представляет интерес в плане установления роли МП в формировании электрических свойств фуллеритов и их производных.

Цель работы заключалась в обнаружении и изучении совместных эффектов, связанных с влиянием малодозового ионизирующего облучения и слабого магнитного поля на электрические свойства монокристаллов C_{60} .

Исследованы монокристаллы с типичной для C_{60} чистотой (99.95%), выращенные в ИФТТ РАН. Характеристикой радиационной проводимости σ служил ток I_R , протекающий через контакты, которые крепили на одной грани [100] образца при помощи серебряной пасты. К контактам прикладывали постоянное напряжение 60–70 В. Источниками бета-облучения служили

препараты на основе $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ со средневзвешенной энергией электронов $\langle E \rangle = 0.536 \text{ MeV}$. Постоянное магнитное поле создавалось при помощи электромагнита. Для уменьшения погрешности при определении чувствительности радиационной проводимости к МП ($\Delta I_M / \Delta I_R$) производилось усреднение 20 независимых измерений. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены зависимости относительной прибавки тока, стимулированного β -облучением, от времени экспозиции. С увеличением интенсивности возбуждающего облучения возрастало и характерное время выхода в насыщение зависимости нормированной прибавки тока $\Delta I_R / I$ от времени облучения, в то время как времена релаксации в этих случаях оставались неизменными (~ 1 h). Это позволяет говорить о динамическом процессе заполнения и опустошения ловушек носителей

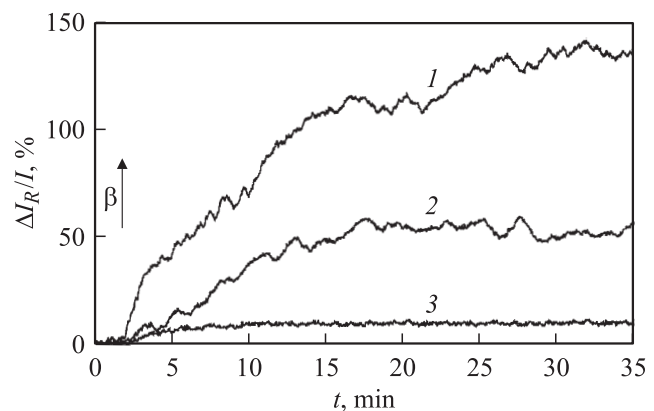


Рис. 1. Зависимость относительной прибавки тока $\Delta I_R / I$ от времени бета-облучения t . 1 — $K_1 = 1.7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 2 — $K_2 = 0.96 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 3 — $K_3 = 0.09 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Стрелкой обозначен момент начала облучения.

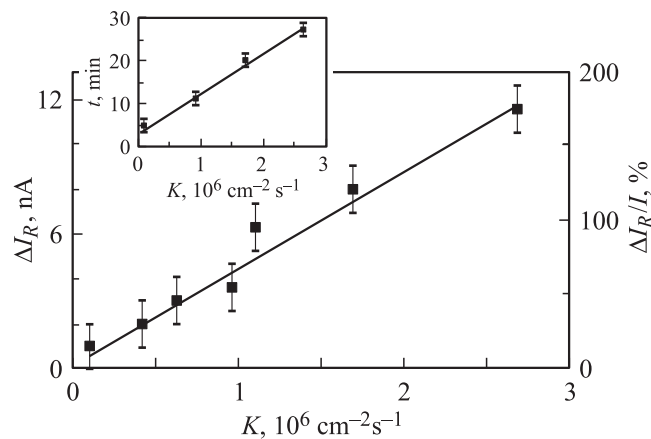


Рис. 2. Зависимость абсолютной (ΔI_R) и относительной ($\Delta I_R/I$) прибавки тока от интенсивности ионизирующего облучения K в условиях насыщения радиационной проводимости. На вставке показано изменение времени выхода в насыщение зависимости прибавки тока ΔI_R от интенсивности ионизирующего облучения K .

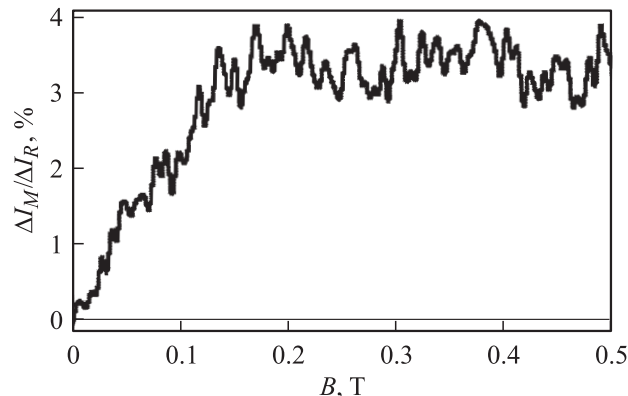


Рис. 3. Зависимость прибавки радиационного тока $\Delta I_M/\Delta I_R$ от индукции постоянного магнитного поля B при облучении интенсивностью $K = 1.7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

заряда при взаимодействии β -облучения с фуллеритом. Обнаружен линейный прирост проводимости фуллерита под действием β -облучения с интенсивностью K_1 от $0.1 \cdot 10^6$ до $2.7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ на величину до 180% (рис. 2), где ΔI_R — радиационная прибавка тока.

Известно, что к увеличению проводимости фуллерита может привести полимеризация молекул решетки при фотовозбуждении или под действием ионизирующего облучения [6]. Однако в [7] показано, что облучение быстрыми электронами с интенсивностью $K < 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ не приводит к полимеризации молекул фуллерита C_{60} . В работах [8,9] приводятся результаты, указывающие на неизменность молекулярной структуры кристаллов C_{60} при $K < 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Таким образом, увеличение проводимости при облучении интенсивностью $K \sim 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ не может быть связано с полимеризацией монокристаллов C_{60} .

Наложение постоянного МП после выхода зависимости $\Delta I_R/I$ в насыщение приводит к увеличению радиационно-стимулированной проводимости до $\Delta I_M/\Delta I_R = 3.5\%$ (рис. 3). Влияние МП на величину радиационной проводимости σ не может быть связано с изменением подвижности носителей тока в МП. Действительно, относительное изменение проводимости в органических кристаллах, связанное с искривлением траектории движения свободных носителей заряда в МП $B \sim 0.1\text{--}1 \text{ T}$, с типичной для C_{60} подвижностью $\mu \sim 1 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [6] составляет $\Delta\sigma/\sigma \sim 10^{-10} - 10^{-8}$ [10], в то время как экспериментальные значения превышали $3 \cdot 10^{-2}$. Кроме того, отсутствует характерная для гальваномагнитных эффектов зависимость от относительной ориентации МП и направления протекания тока. Соответствующие измерения были проведены для углов между вектором индукции МП и направлением протекания тока 0 и 90°. Вид зависимости радиационной проводимости от внешнего МП, а также насыщение в слабом поле при $B \sim 0.2 \text{ T}$ сближают описанные выше результаты с полученными при исследовании влияния МП на фотопроводимость фуллеритов [1]. Подобные полевые зависимости характерны для процессов с участием пар парамагнитных частиц, причем скорость процесса зависит от взаимной ориентации спинов частиц в паре [11]. Это дает основания для рассмотрения следующих механизмов влияния слабого МП на радиационную проводимость монокристаллов C_{60} .

Одной из основных причин увеличения радиационной проводимости в МП могут быть магниточувствительные неравновесные процессы, связанные с прыжковыми механизмами переноса носителей зарядов или изменением скорости захвата (освобождения) ловушками электронов и дырок. Ловушками могут быть как изначально существующие дефекты, так и образованные по действию β -облучения новые радиационные дефекты. При этом в начале β -экспозиции одновременно происходит генерация центров захвата свободных носителей заряда и их заполнение. При выходе зависимости в насыщение устанавливается динамическое равновесие между этими конкурирующими процессами. В пользу последнего предположения говорят большие времена нарастания и спада радиационно-стимулированной проводимости (по сравнению с фотопроводимостью), что свидетельствует о значительном вкладе в нее дефектной структуры монокристаллов C_{60} .

Одним из объяснений эффекта увеличения радиационной проводимости в МП можно также считать влияние слабого МП на образование свободных носителей заряда в следующей схеме. Известно, что при взаимодействии ионизирующего облучения с молекулярным кристаллом образуются короткоживущие ($\sim 10^{-16} \text{ s}$) коллективные электронные возбуждения — плазмоны. Основным каналом их гибели в конечном итоге является образование синглетных S -экситонов и свободных носителей заряда [5]. Из-за взаимодействия с дефектами и кристаллической решеткой часть синглетных экситонов может

перейти в триплетное состояние. Как правило, скорость рекомбинации экситонов из триплетного T -состояния меньше, чем из S -состояния. Роль МП может сводиться к увеличению скорости заполнения T -состояния. Это в свою очередь ведет к изменению интенсивности диссоциации экситонов и, как следствие, к возрастанию проводимости в МП, поскольку свободные носители заряда образуются их экситонных состояний в результате их диссоциации при взаимодействии с поверхностью, примесями и дефектами различной, в том числе радиационной, природы.

Таким образом, показано, что под действием малодозового β -облучения происходит изменение электропроводности монокристаллов C_{60} . Выявлены возможности влияния на данный эффект энергетически слабых МП с индукцией $B < 1$ Т. Предложены механизмы изменения радиационной проводимости в МП, основанные на влиянии МП на спин-зависимые процессы генерации свободных носителей заряда, происходящие по действием малодозового β -облучения.

Список литературы

- [1] В.И. Трефилов, Д.В. Щур, Б.П. Тарасов, Ю.М. Шульга, А.В. Черногоренко, В.К. Пишук, С.Ю. Загинайченко. Фуллерены — основы материалов будущего. АДФУ-Украина, Киев (2001). 143 с.
- [2] Ю.А. Осипьян, Ю.И. Головин, Д.В. Лопатин, Р.Б. Моргунов, Р.К. Николаев, С.З. Шмурак. ФТТ **41**, 11, 2097 (1999).
- [3] Yu.A. Ossipyan, Yu.I. Golovin, D.V. Lopatin, R.B. Morgunov, R.K. Nikolaev, S.Z. Shmurak. Phys. Stat. Sol. (b) **223**, 3, R14 (2001).
- [4] Ю.И. Головин, М.А. Иванова, Д.В. Лопатин, А.В. Умрихин. ФТТ **46**, 11, 2109 (2004).
- [5] М. Поуп, Ч. Свенберг. Электронные процессы в органических кристаллах. Мир, М. (1985). Т. 2. 457 с.
- [6] Т.Л. Макарова. ФТП. **35**, 3, 257 (2001).
- [7] J. Onoe, T. Hara, K. Takeuchi. Synth. Met. **121**, 1141 (2001).
- [8] K.L. Narayanan, M. Yamaguchi, N. Dharmarasu, N. Kojima, D. Kanjilal. Nuclear instruments and methods in physics research B **178**, 301 (2001).
- [9] F.C. Zawislak, D.L. Baptista, M. Behar, D. Fink, P.L. Grande, J.A.H. da Jornada. Nuclear instruments and methods in physics research B **149**, 336 (1999).
- [10] И.А. Соколик, Е.Л. Франкевич. УФН **111**, 2, 261 (1973).
- [11] Я.Б. Зельдович, А.Л. Бучаченко, Е.Л. Франкевич. УФН **155**, 1, 3 (1988).