

- Олексиевко М.М. Тез. докл. I Всес. сов. по высокотемпературной сверхпроводимости, Харьков, 1988. Т.1. С. 199.
- [3] Александров К.С., Васильев А.Д., Звягинцев С.А., Петров М.И., Хрусталеv Б.П. Препринт ИФАН № 475Ф, Красноярск, 1988.
- [4] Гуревич А.В., Миц Р.Г., Рахманов А.К. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987.

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
11 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2

26 января 1991 г.

05.1; 05.2

© 1991

ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВСКИЕ ДИСПЕРСИОННЫЕ СИЛЫ МЕЖДУ ПЛАСТИНКАМИ ИЗ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ

Т.Р. Махтиев, В.П. Радионов,
А.М. Алиев

Характерной особенностью кристаллического строения селенида галлия является слоистость. Слои представляют собой пакеты плотно упакованных монослоев, расположенных в последовательности анион-катион-катион-анион ($Se - Ga - Ga - Se$), связанных сильными ионно-ковалентными взаимодействиями. Взаимодействия между слоями слабые, в основном Ван-дер-Ваальсовского типа. Последнее утверждение является недостаточно обоснованным, поскольку среди опубликованных работ отсутствуют сообщения о теоретических либо экспериментальных исследованиях Ван-дер-Ваальсовского взаимодействия в селениде галлия. В данной публикации приводятся результаты соответствующих исследований, проведенных на образцах $\epsilon - GaSe$ при $T = 300$ К в вакууме. Методика эксперимента достаточно хорошо описана в работах [1, 2]. Точность измерения зазора между пластинками селенида галлия около 0,2 нм и обеспечивалась использованием оптического интерферометра. Толщина использованных пластинок $GaSe$ - 1 мкм, радиус кривизны цилиндра $R = 1$ см. Результаты экспериментов представлены на рисунке. В двойном логарифмическом масштабе приведена зависимость критического расстояния H -скачка от величины c/R , где c - жесткость пружины. Зависимость представляет собой пересечение двух наклонных прямых, отражающих две возможные ситуации Ван-дер-Ваальсовского взаимодействия: $H \ll \lambda_0$ и $H \geq \lambda_0$, где λ_0 - характерная длина волны. В первом случае наклон прямой определяется константой Хамакера A , которая, как следует из рисунка, в данном случае равна $4.9 \cdot 10^{-12}$ эрг. Во втором случае существенными становятся эффекты запаздывания, и наклон прямой определя-

Зависимость критического расстояния скачка от величины (c/R) , представленная в двойном логарифмическом масштабе; зависимость показателя степени n от критического расстояния скачка.

ется константой B , которая, как следует из рисунка, равна 0.25×10^{-19} эрг см. Точка пересечения двух прямых лежит в области значений H около 100 нм.

На рисунке приведена также зависимость показателя степени от H -скачка. В области от 10 до 100 нм эта зависимость представляет собой плавный переход от значения $n = 2$ до $n = 3$. До 10 нм и после 100 нм зависимость n от H отсутствует.

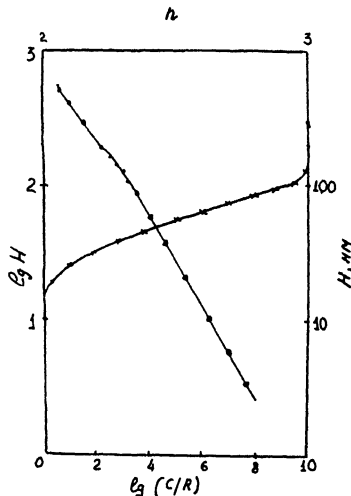
Оценка значения ϵ_0 - статической диэлектрической проницаемости, соответствующей приведенным выше экспериментальным результатам, согласно работам [3, 4], дает величину 7.6. Сравнивая этот результат с [5], можно говорить о достоверности полученных для $GaSe$ результатов.

Оценим теперь величины Ван-дер-Ваальсовской энергии для межслоевого взаимодействия и поляризуемости атомов в $GaSe$, используя соотношения

$$E_{BB} = \frac{L}{R^6}; \quad L = A/\pi^2 m^2; \quad \alpha = 2\sqrt{\frac{L}{3I}},$$

где m - число молекул в 1 см^3 , A - константа Хамакера для $GaSe$, R - расстояние ($Se - Se$) между слоями, I - ионизационный потенциал. Число молекул в 1 см^3 определяется на основе данных работы [6], там же имеется значение $R(Se - Se)_{\text{м.с.л.}}$ для $\epsilon - GaSe$. Ионизационный потенциал в случае $\epsilon - GaSe$ равен примерно 13,6 эВ.

Таким образом, оказывается, что $E_{BB} = -0,227$ эВ и $\alpha = 0,85 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$. Полученное значение энергии Ван-дер-Ваальсовского взаимодействия вызывает интерес и, по-видимому, будет предметом наших дальнейших исследований при изучении межслоевых взаимодействий в селениде галлия.



С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T a b o r D., W i n t e r t o n R.H.S // Proc. Roy. Soc. A. 1969. V. 312. P. 435.
 [2] I s r a e l a c h v i l i J.N., T a b o r D. // Nature Physical. Science, Vd236, 68. 106. 1972.

- [3] D i t c h b a u r n R.W. Light 1952. London. Blackie And Sov.
- [4] K r u p p H. // Adv. Colloid Interface. Sci. 1967. V. 1. P. 111.
- [5] L e u n g P.C., A n d e r m a n G., S p i t z e r W.G., M e a d C.A. // J. Phys. Chem. Sol. 1966. V. 27. P. 849.
- [6] K u h n A., C h e v y A., C h e v a l i e r R. // Phys. Stat. Sol. 1975. A-31. P. 469.

Институт физики
АН АзССР, Баку

Поступило в Редакцию
9 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17 ,вып. 2

26 января 1991 г.

01; 06.3; 07

© 1991

БИФУРКАЦИИ ВЕТВЛЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ СОЛИТОНОВ ОГИБАЮЩИХ

В.М. Е л е о н с к и й, В.Г. К о р о л е в,
Н.Е. К у л а г и н, Л.П. Ш и л ь н и к о в

В предыдущей работе (2) рассматривались ветвления сложных векторных солитонов в нелинейном двулучепреломляющем волокне в случае равных фазовых скоростей воли двух поляризаций. Рассмотрим основные результаты для общего случая различных фазовых скоростей.

Система нелинейных уравнений Шредингера

$$\begin{aligned} i\psi_{1,\tau} + \psi_{1,\xi\xi} + 2(\alpha|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)\psi_1 &= 0, \\ i\psi_{2,\tau} + i\delta\psi_{2,\xi} + \psi_{2,\xi\xi} + 2(c|\psi_2|^2 + |\psi_1|^2)\psi_2 &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

определяет динамику волн оггибающих с поляризациями ψ_1, ψ_2 и фазовыми скоростями v_1, v_2 ($\delta \sim v_2 - v_1$) в нелинейной среде с параметрами нелинейности α, c [1]. Уравнения (1) допускают выделение стационарных решений вида

$$\psi_1(\xi, \tau) = e^{i\lambda_1\tau} \chi_1(\xi); \quad \psi_2(\xi, \tau) = e^{i\lambda_2\tau + i\delta\xi/2} \chi_2(\xi). \quad (2)$$

Функции χ_1, χ_2 удовлетворяют системе уравнений: