

ՀԽՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1990

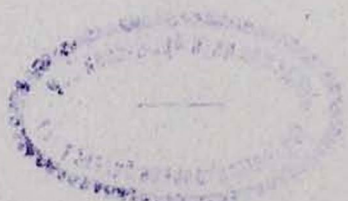
Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵՅԻՆ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորդունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վաղդապետյան, Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շառնյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Ա. Հ. Մխրթանյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)



УДК 539.1:001.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ КОМПОНЕНТ СЕЧЕНИЯ $^{12}\text{C}(e, e')$ В ОБЛАСТИ КВАЗИУПРУГОГО ПИКА

Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Г. Г. МКРТЧЯН, И. А. ТРОШЕНКОВА,
В. О. ТАТЕВОСЯН, Г. Б. КАЗАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 мая 1989 г.)

Представлены результаты анализа данных ЕрФИ совместно с данными Сакле в области квазиупругого пика на углероде. Получена информация о продольной (R_L) и поперечной (R_T) функциях отклика ядра в области переданных импульсов $q \leq 660$ МэВ/с, которая не противоречит возможной модификации структурных функций нуклона внутри ядерной материи.

В настоящей работе представлены результаты анализа экспериментальных данных ЕрФИ совместно с данными Сакле [1] в области квазиупругого пика и, частично, Δ_{33} -резонанса в реакции (e, e') на углероде. В итоге получена экспериментальная информация о продольной (R_L) и поперечной (R_T) функциях отклика ядра в области переданных импульсов $q > 550$ МэВ/с. Данные Сакле в отдельности позволяют определить эти функции в интервале $300 < q < 550$ МэВ/с.

Результаты первых экспериментов с разделением R_L , R_T [2—6] указывают на серьезное отклонение поведения этих компонент от предсказаний теории в рамках только нуклонных степеней свободы. Особый интерес представляют данные о продольной функции отклика R_L . Помимо оценок на вклад парных корреляций [7—8], эти данные могут являться свидетельством модификации внутренних свойств нуклона в ядерной среде [9]. В этой связи актуальной проблемой является разделение компонент функции отклика при высоких переданных импульсах порядка 1 ГэВ/с, где, как указывается в работе [9], ожидается сильное различие в расчетах с использованием модифицированного и свободного формфакторов нуклона, соответственно.

Функции отклика ядра определяются согласно следующим формулам, полученным в однофотонном приближении:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_M \cdot \left\{ \frac{q^4}{q^4} \cdot R_L(q^2, \omega) + \frac{1}{2\varepsilon} \cdot \frac{|q^2|}{q^2} \cdot R_T(q^2, \omega) \right\},$$

где σ_M — есть сечение моттовского рассеяния на точечной частице:

$$\sigma_M = \frac{a^2 \cos^2 \theta/2}{4E^2 \sin^4 \theta/2}, \quad \varepsilon$$
 — параметр, связанный с поляризацией виртуаль-

ного фотона: $\varepsilon = [1 + 2 \frac{q^2}{|q^2|} \cdot \text{tg}^2 \theta/2]^{-1}$.

При интерполяции для каждого значения ω получилось от 2 до 5 точек с различными значениями ε [или $\xi = \frac{1}{2\varepsilon} (q^2/q^2)$]. Ордината и наклон прямой, проведенной через эти точки, однозначно определяют R_L и R_T при данных ω и q . Обязательным условием при этом считалось одновременное присутствие данных Сакле и ЕрФИ. Подробное изложение всей процедуры можно найти в работе [11].

На рис. 1, 2 представлены результаты разделения для продольной (точки) и поперечной (кружочки) составляющих функций отклика

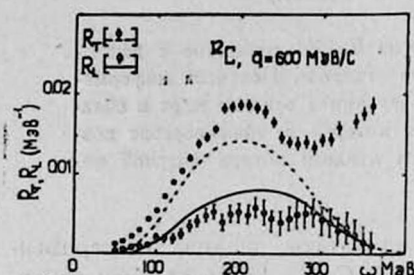


Рис. 1. Продольная (R_L) и поперечная (R_T) функции отклика ^{12}C при $q = 600$ МэВ/с. Кривыми приведены расчеты по оболочечной модели ядра с учетом Ферми-движения и энергии связи в ядре [12].

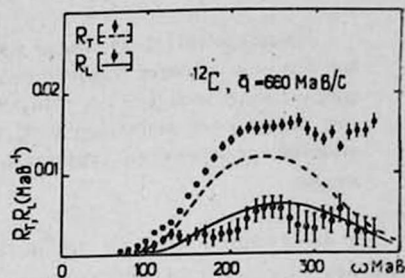


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 при $q = 660$ МэВ/с.

при двух значениях импульса $q = 600$ и 660 МэВ/с. Сплошной и штриховой кривыми приведены наши расчеты R_L и R_T для некогерентного рассеяния электронов на отдельных нуклонах ядра ^{12}C с учетом фермиевского движения и энергии связи нуклонов [12]. Видно, что с ростом q разница между расчетами и экспериментом для продольной компоненты R_L имеет тенденцию уменьшаться, что подтверждается нашими расчетами и при более низких q [13]. Такое поведение частично можно объяснить за счет принципа Паули, неучтенного в теории.

Отметим, что для поперечной компоненты R_T наши расчеты (штриховая кривая) заведомо ниже эксперимента, поскольку в данной кинематической области, особенно в промежутке между квазиупругим и резонансным пиками, по-видимому, необходимо учесть еще, по крайней мере, вклад обменных мезонных токов [14] и рассеяние на скоррелированных нуклонных парах [15].

Остановимся кратко на вопросе о том, как соотносятся наши экспериментальные результаты с предсказаниями электроядерных правил сумм [6, 16]. Известное кулоновское правило сумм [6]

$$C(q) = \int_0^\infty R_L(\omega, q) d\omega$$

или его модификация [16]

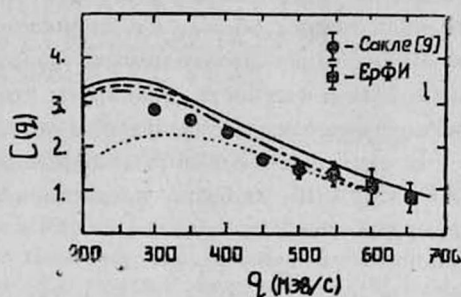
$$C'(q) = \int_0^{\infty} R_L(\omega, q) / G_E^p(q^2) d\omega =$$

$$= z - z [F^{el}(q^2)]^2 + P_2(q), \quad (1)$$

прежде всего привлекательны тем, что они максимально модельно независимы. Действительно, интегрирование по всем ω позволяет использовать условие полноты, т. е. убрать зависимость от многообразия конечных состояний ядра и выделить вклад парных корреляций $P_2(q)$, с одной стороны. А с другой — значение $C'(q)$ зависит от предположения относительно поведения зарядового формфактора протона $G_E^p(q^2)$.

Для сравнения с расчетами известных авторов мы указали полученные нами значения $C(q)$ на рис. 3, приведенном в работе [16]. Видно, что

Рис. 3. Кулоновское правило сумм (2) для ^{12}C . Сплошная и штриховая кривые — расчеты для оболочечной модели и модели свободного Ферми-газа, соответственно. Штрих-пунктирная кривая — расчеты Ван-Орде-на, пунктирная кривая — расчеты Лаже, приведенные в работах [2, 15]. ● — данные Сакле [1], ■ — данные, полученные в настоящей работе.

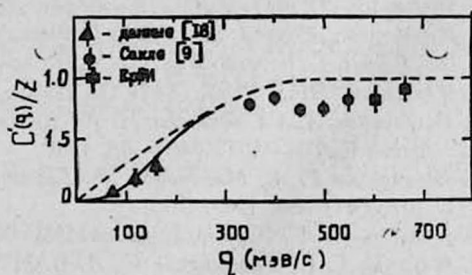


в пределах трех стандартных отклонений наши результаты неплохо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Однако, как отмечается Форестом [16], более естественно сравнивать измеренные значения $C'(q)$ при больших импульсах непосредственно с z , исключая при этом зависимость от тех или иных деталей теории.

На рис. 4, наряду с нашими результатами, мы привели также и изме-

Рис. 4. Кулоновское правило сумм (3) для ^{12}C в зависимости от импульса q . Штриховая кривая — расчет для Ферми-газа при $k_F = 250$ МэВ/с. Сплошная кривая, взятая из работы [18] — расчет парных корреляций для оболочечной модели ($b = 1,64$ Ф). ▲ — данные, приведенные в работе [18], ● — эксперимент Сакле, ■ — наши результаты.



рения Сакле [9] при $q = 300$ – 550 МэВ/с (указаны среднеквадратичные ошибки). В качестве формфактора нуклона в формуле (1) использовалось выражение

$$G_E^p(q^2) = \left[1 / \left(1 - \frac{q^2}{0,71} \right)^2 \right] \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \right)^{1/2} / \left(1 - \frac{q^2}{4M^2} \right)^{1/2}.$$

Последние два сомножителя, согласно работе [16], введены для учета релятивистских эффектов.

Штриховая кривая соответствует расчетам по модели Ферми для углерода при импульсе Ферми $k_F = 250$ МэВ/с [17]. Для сравнения, на рисунке сплошной кривой приведены расчеты по оболочечной модели, взятые из работы [18] вместе с данными из области $q < 200$ МэВ/с. При $q \geq 500$ МэВ/с эти расчеты, так же как и Ферми модель, дают $C'(q) = 1$.

Правило сумм (1) при больших импульсах может служить для проверки некоторых оригинальных подходов [19—21], получивших развитие как в связи с проблемой R_L , R_T , так и с объяснением ЕМС-эффекта. Эти «нетрадиционные» для физики ядра подходы, обсуждение которых можно найти в обзоре [9], эффективно сводятся к модификации структурных функций нуклона внутри ядра.

Полагая, что при $q \geq 550$ МэВ/с парные корреляции вымирают, из рис. 4 видно, что эффект изменения структурных функций можно было бы оценить в 10%. Однако, учитывая сложность получения экспериментальной информации об R_L , R_T , возможно, рано делать окончательные выводы. Видна лишь необходимость дальнейших экспериментальных исследований. Мы, в частности, планируем уточнить свои результаты и по возможности расширить кинематическую область.

В заключение авторы выражают свою признательность доктору G. P. Capitani, любезно предоставившему экспериментальные материалы Сакле для углерода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barreau P., Bernheim M., Duclos J. et al. Diffusion profondément inelastique d'électrons par la carbone Note CEA—N—2334, Saclay, 1983.
2. Barreau P., Bernheim M., Duclos J. et al. Nucl. Phys., A402, 515 (1983).
3. Maziat Z., Barreau P., Bernheim M. et al. Phys. Rev. Lett., 52, 2130 (1984).
4. Meziani Z. E., Barreau P., Bernheim M. et al. Phys. Rev. Lett., 54 1233 (1985).
5. Hotta A., Ryan P. J., Ogino H. et al. Phys. Rev., C30, 87 (1984).
6. Marchand C., Barreau P., Bernheim M. et al. Phys. Lett., 153B, 29 (1985).
7. Mc Voy K. W. and Van Hove L. Phys. Rev., 125, 1034 (1952).
8. De Forest T. Jr. and Waleska I. D. Advances in Physics. 15, 1—102 (1966).
9. Meziani Z. Nucl. Phys., A443 113 (1985).
10. Багдасарян Д. С., Бояджян М. К., Казарян Г. Б. и др. ЦНИИ атоминформ, Препринт ЕрФИ—1077 (40)—88, 1988.
11. Вартапетян Г. А., Мкртчян Г. Г., Трошенкова И. А. и др. Препринт ЕрФИ—1078 (41)—88, 1988.
12. Азнаурян И. Г., Трошенкова И. А. ЯФ, 43, 342 (1986).
13. Мкртчян Г. Г., Трошенкова И. А. ВАНТ, серия Техн. физ. эксп., вып. 4 (30), 28 (1986).
14. Laget J. M. Nucl. Phys., A358, 215 (1981).
15. Homma S., Kanazawa M., Kolke M. et al. Phys., Rev. Lett., 53, 2536 (1984).
16. De Forest T. Jr. Perspectives in Nuclear Physics at intermediate Energies. Trieste, Italy, 293, 1983.
17. Whitney R. R., Sick I., Fienes J. R. et al. Phys. Rev., C9, 2230 (1974).
18. Lightbody J. W. Phys. Lett., 33B, 129 (1970).

19. Gelenza L. S., Rosenthal A. and Shakin C. M. Phys. Rev. Lett., 53, 892 (1984)-
20. Do Dang and Nguen Van Giai. Phys. Rev., C30, 731 (1984).
21. Alberico W. M. et al. Nucl. Phys., A422, 269 (1987).

$^{12}\text{C}(e, e')$ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԵՐԿԱՅՆԱԿԻ ԵՎ ԼԱՅՆԱԿԻ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ԳՐԵԹԵ-ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ԲԱՐՁՐԱԿԵՏԻ ՏԵՐՈՒՑԹՈՒՄ

Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Հ. Գ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ի. Ա. ՏՐՈՇՆԵՆԿՈՎԱ
Վ. Հ. ԹԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Գ. Բ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Ներկայացված են երեք-ի և Սակիի տվյալների համատեղ վերլուծման արդյունքները գրեթե-առաձգական բարձրակետի տիրույթում ածխածնի վրա: Ստացվել են միջուկի R_L երկայնակի և R_T լայնակի անդրադարձ ֆունկցիաների վերաբերյալ տեղեկություններ՝ հաղորդված իմպուլսների $q \leq 660$ ՄէՎ/Ս տիրույթում, որոնք չեն հակասում միջուկային միջավայրում նուկլոնի կառուցվածքային ֆունկցիայի հնարավոր ձևափոխությանը:

INVESTIGATION OF LONGITUDINAL AND TRANSVERSE COMPONENTS OF $^{12}\text{C}(e, e')$ CROSS-SECTION IN THE REGION OF QUASI-ELASTIC PEAK

H. H. VARTAPETYAN, G. G. MKRTCHYAN, I. A. TROSHENKOVA,
V. O. TATEVOSYAN, G. B. KAZARYAN

The results of an analysis of Yerevan Physics Institute and Saclé data in the region of quasi-elastic peak on carbon are presented. An information is obtained about the longitudinal (R_L) and transverse (R_T) response functions of ^{12}C nucleus or momentum transfers $q \leq 660$ MeV/c, which does not contradict to a possible modification of the structure functions of a nucleon in nuclear matter.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 129—134 (1990)

УДК 551.507.594

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ, ПРИВОДЯЩИЙ К ПОЛЯРИЗОВАННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ВОДЯНОГО ПАРА В АТМОСФЕРЕ НА ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ $\lambda = 1,35$ СМ И ЕГО НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Г. Г. БАХШЯН, К. Е. КАРАПЕТЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 4 октября 1989 г.)

Показано, что вблизи частоты 22, 23 ГГц вращательной линии водяного пара коэффициент поглощения приобретает угловую анизотропию, обусловленную действием силы Магнуса, так как H_2O обладает свойством незакрепленного гироскопического маятника. Для спектральной линии поглощения $\lambda = 1,35$ см найдена угловая зависимость радиояркостных температур солнечной радиации в атмосфере.

19. Gelenza L. S., Rosenthal A. and Shakin C. M. Phys. Rev. Lett., 53, 892 (1984)-
20. Do Dang and Nguen Van Giai. Phys. Rev., C30, 731 (1984).
21. Alberico W. M. et al. Nucl. Phys., A422, 269 (1987).

$^{12}\text{C}(e, e')$ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԵՐԿԱՅՆԱԿԻ ԵՎ ԼԱՅՆԱԿԻ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ԳՐԵԹԵ-ԱՌԱՉԳԱԿԱՆ ԲԱՐՁՐԱԿԵՏԻ ՏԵՐՈՒՑԹՈՒՄ

Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Հ. Գ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ի. Ա. ՏՐՈՇՆԵՆԿՈՎԱ
Վ. Հ. ԹԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Գ. Բ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Ներկայացված են երեք-ի և Սակիի տվյալների համատեղ վերլուծման արդյունքները գրեթե-առաձգական բարձրակետի տիրույթում ածխածնի վրա: Ստացվել են միջուկի R_L երկայնակի և R_T լայնակի անդրադարձ ֆունկցիաների վերաբերյալ տեղեկություններ՝ հաղորդված իմպուլսների $q \leq 660$ ՄէՎ/Ս տիրույթում, որոնք չեն հակասում միջուկային միջավայրում նուկլոնի կառուցվածքային ֆունկցիայի հնարավոր ձևափոխությանը:

INVESTIGATION OF LONGITUDINAL AND TRANSVERSE COMPONENTS OF $^{12}\text{C}(e, e')$ CROSS-SECTION IN THE REGION OF QUASI-ELASTIC PEAK

H. H. VARTAPETYAN, G. G. MKRTCHYAN, I. A. TROSHENKOVA,
V. O. TATEVOSYAN, G. B. KAZARYAN

The results of an analysis of Yerevan Physics Institute and Saclé data in the region of quasi-elastic peak on carbon are presented. An information is obtained about the longitudinal (R_L) and transverse (R_T) response functions of ^{12}C nucleus or momentum transfers $q \leq 660$ MeV/c, which does not contradict to a possible modification of the structure functions of a nucleon in nuclear matter.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 129—134 (1990)

УДК 551.507.594

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ, ПРИВОДЯЩИЙ К ПОЛЯРИЗОВАННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ВОДЯНОГО ПАРА В АТМОСФЕРЕ НА ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ $\lambda = 1,35$ СМ И ЕГО НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Г. Г. БАХШЯН, К. Е. КАРАПЕТЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 4 октября 1989 г.)

Показано, что вблизи частоты 22, 23 ГГц вращательной линии водяного пара коэффициент поглощения приобретает угловую анизотропию, обусловленную действием силы Магнуса, так как H_2O обладает свойством незакрепленного гироскопического маятника. Для спектральной линии поглощения $\lambda = 1,35$ см найдена угловая зависимость радиояркостных температур солнечной радиации в атмосфере.

Установлено, что вблизи частоты 22,235 ГГц вращательной линии водного пара в атмосфере имеет место резонансное излучение и поглощение. Ширина резонансного излучения, обусловленного столкновениями соседних молекул, не очень велика [1]. Поэтому молекулы воды в парообразном состоянии можно рассматривать как квазиизолированные квантовые ротаторы (незакрепленные гироскопические маятники), обладающие собственным дипольным моментом и асимметрическим распределением массы. Вопрос вынужденной ориентации таких ротаторов под действием силы тяжести Земли и силы Магнуса, приводящие к их прецессии, рассмотрен в [2]. В [2], с помощью этого механизма, делается попытка объяснить природу электростатического поля Земной атмосферы при ясной погоде, так как преимущественная ориентация молекул воды обеспечивает одновременно и ориентацию их дипольных моментов. Измеренный коэффициент поляризации излученной или поглощенной энергии позволит судить о степени правомерности выдвинутого в [2, 3] механизма возникновения электростатического поля в атмосфере при ясной погоде.

Физическая картина процесса ориентации заключается в следующем. Из гидродинамики [4] известно, что если вращающееся с угловой скоростью Ω тело движется в газе или в жидкости со скоростью v , на него действует сила Магнуса

$$F_m = m [\Omega v], \quad (1)$$

где m — масса тела. При этом, если частица одновременно обладает свойством незакрепленного физического маятника, то она, в этом случае, пространственно ориентируется или совершает прецессию, как гироскоп. Этот механизм успешно действует в газе даже тогда, когда в роли движущегося тела выступают сами молекулы газа [4]. Следовательно, можно предположить, что часть трансляционной энергии движущихся молекул переходит в энергию, приводящую к их ориентации. Энергия, приводящая к прецессии молекул H_2O , записывается в виде [2]

$$W = J(\Omega \omega) = |F l_0 \cos \theta, \quad (2)$$

где J — момент инерции, ω — угловая скорость прецессии, F — внешняя сила, l_0 — приведенная длина молекулы H_2O , как физического маятника [2, 5]:

$$l_0 = \sum_{i=1}^N J_i^{(0)} / \sum_{i=1}^N m_i \xi_i.$$

Здесь ξ_i — расстояние от ядра атомов молекулы до центра масс, θ — угол прецессии.

В нашей задаче роль внешней действующей силы F играет сила Магнуса (1), где $v = v_0 + gt$, v_0 — скорость переноса молекул H_2O в атмосфере, g — ускорение силы тяжести Земли, t — время свободного пробега молекул. Таким образом, рассмотренный механизм преимущественной ориентации диполей молекул H_2O , приобретаемой под воздействием магнусовой силы, приводит к образованию полярного рельефа в атмосфере, который, в свою очередь, обуславливает появление поляризационной особенности в коэффициенте поглощения (излучения). По правилу отбора во враща-

тельном резонансном поглощении, $\lambda = 1,35$ см в переходе 5-1—6-5, молекула воды поглощает лишь те кванты, направление распространения которых перпендикулярно к ее собственному дипольному моменту [6]. Здесь этот фактор учтен в коэффициенте поглощения молекул H_2O через вероятность нахождения молекулы в заданном ориентационном состоянии. Вопрос об изменении контура формы линии поглощения и уширения спектральных линий под воздействием магнусовой силы рассматривался в [7].

Таким образом, коэффициент поглощения [6, 8], с учетом преимущественной ориентации молекул H_2O , без учета добавочного уширения [7], примет вид:

$$\gamma_{lm} = \frac{8\pi^2 \nu_{lm}}{hc} \frac{N_l - N_m}{N_0} f(\nu, \nu_{lm}) |\mu_{lm}|^2 \sum_{i=1}^{N_0} \sin^2 \beta_i, \quad (3)$$

где l и m совокупность квантовых чисел, относящихся к невырожденным квантовым состояниям, обеспечивающим переход на линии $\lambda = 1,35$ см, ν_{lm} — боровская частота перехода, N_l и N_m — число частиц в 1 см^3 , находящихся соответственно в нижнем состоянии l и верхнем m , $|\mu_{lm}|^2$ матричный элемент дипольного момента μ , вызывающий переход $l \rightarrow m$, $f(\nu, \nu_{lm})$ описывает форму линии поглощения; h и c — постоянная Планка и скорость распространения волн соответственно, N_0 — общее число молекул в 1 см^3 , β_i — пространственный угол между направлением колебаний вектора E в падающей электромагнитной волне и направлением собственного дипольного момента i -ой молекулы воды μ_i (рис. 1).

Пространственный угол между E и μ_i можно представить в виде:

$$\cos \beta_i = \cos \alpha \cos \theta_i - \sin \alpha \sin \theta_i \cos(\Phi - \Phi_i), \quad (4)$$

смысл углов α , θ_i , Φ , Φ_i определен из рис. 1.

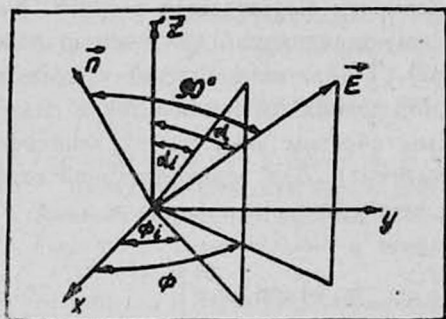


Рис. 1.

В случае, если молекулы воды в исследуемом объеме не имеют преимущественной ориентации, то сумма в (3) дает:

$$\sum_{i=1}^{N_0} \cos^2 \beta_i = \frac{N_0}{3}. \quad (5)$$

При наличии преимущественной ориентации диполей молекулы воды, сумма в (3) запишется в виде

$$\sum_{i=1}^{N_0} \cos^2 \beta_i = N_0 \frac{\int \cos^2 \beta_i \exp(-b \cos \theta_i) \sin \theta_i d\theta_i d\Phi_i}{\int \exp(-b \cos \theta_i) \sin \theta_i d\theta_i d\Phi_i}, \quad (6)$$

где $b = |F_m| l_0 / k T$; $L(b)$ — функция Лапжевена.

После усреднения в (6) и несложных преобразований получим:

$$\gamma_{lm} = \frac{8\pi^2 \nu_{lm}}{hc} (N_l - N_m) f(\nu, \nu_{lm}) |\mu_{lm}|^2 \times \\ \times [\sin^2 \alpha + (3 \cos^2 \alpha - 1) L(b)/b]. \quad (7)$$

В частных предельных случаях имеем:

$$a) \lim_{b \rightarrow 0} \gamma_{lm} = \frac{8\pi^2 \nu_{lm}}{3hc} (N_l - N_m) f(\nu, \nu_{lm}) |\mu_{lm}|^2; \quad (8)$$

в этом случае имеем изотропное распределение осей диполей и $\sum_{i=1}^{N_0} \cos^2 \beta_i = N_0/3$, что отражается в формуле;

$$б) \lim_{b \rightarrow \infty} \gamma_{lm} = \frac{8\pi^2 \nu_{lm}}{hc} (N_l - N_m) f(\nu, \nu_{lm}) |\mu_{lm}|^2 \sin^2 \alpha. \quad (9)$$

В этом случае речь идет о 100%-ной преимущественной ориентации осей дипольных моментов молекул воды, находящихся в выбранном объеме. Тогда прослеживается зависимость коэффициента поглощения от угла места, что то же самое, что и от зенитного угла, если наблюдать с Земли.

Таким образом, зависимость коэффициента поглощения разреженных газов, состоящих из молекул, обладающих собственным дипольным моментом, от угла места может служить критерием для определения степени ориентации молекул газа под воздействием какой-либо внешней силы. В случае 100%-ной ориентации эта зависимость вырождается в $\sin^2 \alpha$. Как известно, атмосфера поглощает проходящую радиацию, излучаемую некоторым источником (например, Солнцем). Тогда, если антенну направить по Солнцу, то в линии резонансного поглощения на водяном паре радиояростная температура должна сложным образом зависеть от зенитного угла Солнца (классическая зависимость $\sec \alpha$). Для горизонтальной стратификации атмосферы радиояростная температура запишется в виде

$$T_x(\alpha, b) = T_c \exp \left[- \int_H^x \gamma_{lm}(\alpha, b) \sec \alpha dx \right], \quad (10)$$

где T_c — шумовая температура Солнца на данной частоте, H — расстояние от поверхности Земли, на котором расположены приемник, $\gamma_{lm}(\alpha, b)$ — коэффициент поглощения (формула (7)). В формуле (10) не учитывается собственное излучение атмосферы, так как в данном диапазоне частот его доля не превышает 10% излучения Солнца. Семейство кривых, по параметру в радиояростной температуре солнечной радиации на резонансной частоте 22,235 ГГц в функции от α , приведено на рис. 2. Видно, что по из-

мерениям радиояркостной температуры, с использованием Солнца в качестве источника радиации, можно судить о количественном распределении плотности водяного пара в атмосфере, о степени преимущественной ориен-

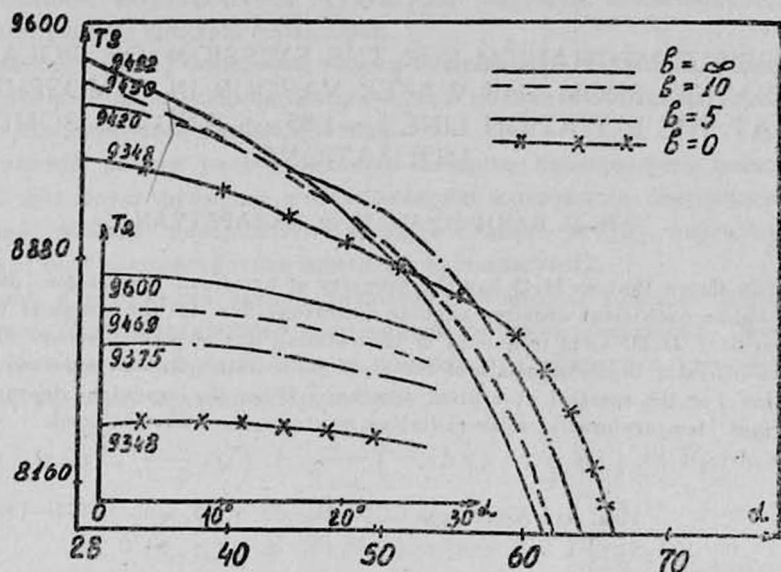


Рис. 2.

тации молекул H_2O , а также о полярном рельефе Земной атмосферы, который зависит от действия магнусовой силы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крум Д. К. Сборник статей, пер. с англ. Применение радиотеплолокаций в метеорологии и океанологии, Гидрометеонадат Л., 66—82, 1989.
2. Бахшян Г. Г. ДАН АрмССР, 85, № 3, 117 (1987).
3. Бахшян Г. Г., Карапетян К. Е. Тезисы докладов. Использование спутниковой информации в исследованиях океана и атмосферы 1989 г., Звенигород, М., 94 (1989).
4. Гельмуханов Ф. Х., Ильичев Л. В. Сборник научных трудов. Оптическая ориентация атомов и молекул, Л., 97, 1987.
5. Бахшян Г. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 300 (1983).
6. Герцберг Г. Колебательный и вращательный спектры многоатомных молекул, ИЛ, М., 647, 1948.
7. Бахшян Г. Г., Карапетян К. Е., Григорян М. Г. ДАН АрмССР, 90, 20 (1990).
8. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия, ИЛ, М., 757, 1959.

ՄԽԵՆՈՒՐՏՈՒՄ ՋՐԻ ԳՈՒՈՐՇՈՒ $\lambda = 1,35$ սմ ՊՏՏՈՂԱԿԱՆ ԳԾԻ ԲԵՎԵՌԱՅՎԱԾ
ՀԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՀԱՐԱՎՈՐ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ԵՎ ՆՐԱ ՈՐՈՇ ԳՈՐԾՆԱԿԱՆ
ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Հ. Գ. ԲԱՆՇՅԱՆ, Կ. Ե. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ջրային գոլորշու պտտական գծի վրա 22,235 ԳՀց հաճախականության մոտակայքում կլանման գործակիցը ձեռք է բերում անկյունային անիզոտրոպիայի հատկություն, որը պայմանավորված է ամրացված գիրոսկոպիկ ճոճանակի հատկություն ունեցող:

մոլեկուլի վրա ազդող Մագնետի ուժով: $\lambda = 1,35$ սմ կլանման սպեկտրալ գծի համար որոշված է մթնոլորտում արեգակնային ճառագայթման ռադիոսպիտակության չեղման ստիճանի անկյունային կախվածությունը

A POSSIBLE MECHANISM FOR THE EMISSION OF POLARIZED RADIATION FROM THE WATER VAPOUR IN ATMOSPHERE AT THE ROTATION LINE $\lambda = 1.35$ cm AND ITS SOME UTILIZATIONS

H. G. BAKHSHYAN, K. E. KARAPETYAN

It is shown that as H_2O has the property of non-fixed gyroscopic pendulum, the absorption coefficient acquires angular anisotropy due to the action of the Magnus force near 22.235 GHz frequency of the rotation line of water vapour. Owing to that, the intrinsic dipole moments of the H_2O molecule acquire a preferred spatial orientation. For the spectral absorption line $\lambda = 1.35$ cm the angular dependence of radio-bright temperatures of solar radiation in atmosphere was obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 134—139 (1990)

УДК 621.315.592

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ МОТТОВСКИХ ЭКСИТОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Г. АЛЕКСАНИЯН, А. Г. АЛЕКСАНИЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 27 июня 1989 г.)

Решена задача экситонного состояния вблизи поверхности, учитывающая светозкситонное взаимодействие и кулоновский потенциал электрон-дырочной пары. Получены аналитические выражения для волновой функции, энергии основного состояния экситона и экситонной поляризации в зависимости от расстояния до поверхности кристалла, которые демонстрируют наличие «мертвой» зоны и ее зависимость от магнитного поля.

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментальных работ, которые свидетельствуют о сильном влиянии состояния поверхности на спектр экситонного отражения [1].

В этой связи анализ спектра экситонных состояний, при наличии квантующего магнитного поля, направленного по нормали к поверхности кристалла, значительно расширит возможности экспериментального определения различных параметров полупроводника. В частности, для данных квантовых чисел и параметров области поверхностного заряда, изменением величины магнитного поля можно управлять величиной коэффициента отражения и даже люминесценции.

Для описания поведения экситонов вблизи поверхности большинство авторов пользуются моделью «мертвой зоны», которая, однако, не обла-

մոլեկուլի վրա ազդող Մագնետի ուժով: $\lambda = 1,35$ սմ կլանման սպեկտրալ գծի համար որոշված է մթնոլորտում արեգակնային ճառագայթման ռադիոսպիտակության չեղման ստիճանի անկյունային կախվածությունը

A POSSIBLE MECHANISM FOR THE EMISSION OF POLARIZED RADIATION FROM THE WATER VAPOUR IN ATMOSPHERE AT THE ROTATION LINE $\lambda = 1.35$ cm AND ITS SOME UTILIZATIONS

H. G. BAKHSHYAN, K. E. KARAPETYAN

It is shown that as H_2O has the property of non-fixed gyroscopic pendulum, the absorption coefficient acquires angular anisotropy due to the action of the Magnus force near 22.235 GHz frequency of the rotation line of water vapour. Owing to that, the intrinsic dipole moments of the H_2O molecule acquire a preferred spatial orientation. For the spectral absorption line $\lambda = 1.35$ cm the angular dependence of radio-bright temperatures of solar radiation in atmosphere was obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 134—139 (1990)

УДК 621.315.592

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ МОТТОВСКИХ ЭКСИТОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Г. АЛЕКСАНИАН, А. Г. АЛЕКСАНИАН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 27 июня 1989 г.)

Решена задача экситонного состояния вблизи поверхности, учитывающая светозкситонное взаимодействие и кулоновский потенциал электрон-дырочной пары. Получены аналитические выражения для волновой функции, энергии основного состояния экситона и экситонной поляризации в зависимости от расстояния до поверхности кристалла, которые демонстрируют наличие «мертвой» зоны и ее зависимость от магнитного поля.

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментальных работ, которые свидетельствуют о сильном влиянии состояния поверхности на спектр экситонного отражения [1].

В этой связи анализ спектра экситонных состояний, при наличии квантующего магнитного поля, направленного по нормали к поверхности кристалла, значительно расширит возможности экспериментального определения различных параметров полупроводника. В частности, для данных квантовых чисел и параметров области поверхностного заряда, изменением величины магнитного поля можно управлять величиной коэффициента отражения и даже люминесценции.

Для описания поведения экситонов вблизи поверхности большинство авторов пользуются моделью «мертвой зоны», которая, однако, не обла-

дает полнотой описания явлений [2]. В ряде работ [3] для расчета коэффициента отражения используется метод аппроксимации приповерхностного потенциала общего вида ступенчатой кривой, которая не позволяет учесть влияние энергетической структуры экситона и светоекситонного взаимодействия на спектры отражения.

В работах [4, 5] построена теория экситонного состояния, учитывающая светоекситонное взаимодействие для модели δ -образного потенциала электрон-дырочного взаимодействия.

В данной работе рассматривается влияние квантующего магнитного поля на волновую функцию и поляризацию моттовских светоекситонных состояний вблизи поверхности (здесь, в отличие от [5], точечное электрон-дырочное взаимодействие заменено кулоновским).

Ниже, для решения задачи, используется модель прямозонного полупроводника с параболическим изотропным законом дисперсии. Амплитуда электрон-дырочной пары вблизи поверхности кристалла удовлетворяет полуклассическому волновому уравнению

$$\left\{ \frac{1}{2m_e} \left(-i\hbar \nabla_e + \frac{e}{c} A_e \right)^2 + \frac{1}{2m_h} \left(-i\hbar \nabla_h - \frac{e}{c} A_h \right)^2 - V_k(r_e, r_h) \right\} \times Y(r_e, r_h) - E(R) M(r) = (z - E_g) Y(r_e, r_h). \quad (1)$$

Уравнение (1) получено в приближении макроскопически локального взаимодействия межзонного перехода, монохроматическим возбуждением полей $E(R)$ в присутствии квантующего магнитного поля.

В качестве координат здесь используются либо r_e и r_h , либо координаты центра масс $R = (m_e r_e + m_h r_h) / (m_e + m_h)$ и относительные координаты $r = r_e r_h$ (с началом отсчета на поверхности образца) в предположении $m_e \ll m_h$, где m_e и m_h — эффективные массы $A_e = \frac{1}{2} [H r_e]$, $A_h = \frac{1}{2} [H r_h]$ — векторные потенциалы электрона и дырки во внешнем магнитном поле H , $M(r)$ — дипольная плотность перехода, E_g — энергия щели, $V_k(r_e, r_h)$ — энергия взаимодействия электрон-дырочной пары.

С помощью преобразования

$$Y(r_e, r_h) = \exp \left\{ i \left(p + \frac{e}{2c} [H r] \right) \frac{R}{\hbar} \right\} \exp \left(-i \frac{\gamma r p}{2\hbar} \right) \Phi(R, r - r_0)$$

задача о поведении экситона в полях $H \perp E$ распадается на две более простые:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_p^2 Q - \frac{ie\hbar}{2mc} \gamma H p \nabla_p Q + \frac{e^2}{8\mu c^2} H^2 p^2 Q = W Q, \quad (2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dz^2} \chi + V_{\text{эфф}} \chi - \int \frac{Q^* E(z_R) M(p, z) p dz}{\varphi_0(R) \exp \left\{ i \left(p + \frac{e}{2c} [H r] \right) \frac{R}{\hbar} \right\} \exp \left(-i \frac{\gamma r p}{2\hbar} \right)} =$$

$$= (E_0(z_R) - W) \chi, \quad (3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{z_R}^2 \theta + E_0(z_R) \theta = \left(\varepsilon - E_\varepsilon + \frac{(2p + p_H)^2}{2M} \right) \theta, \quad (4)$$

где $\theta = \exp \left[- \left(\frac{2p + p_H}{i\hbar} \right) z_R \right]$, $p_H = (\hbar/a_H)$, $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$,

$$V_{\text{эфф}} = - \int_0^\infty Q^* V_k(R, r) Q \rho d\rho, \quad W = eH\hbar/2\mu c, \quad \alpha_B = \varepsilon_1 \hbar^2/\mu e^2.$$

Здесь $\gamma = (m_h - m_e)/(m_h + m_e)$, p — импульс экситона в магнитном поле ($p \perp H$) ($H \parallel Z$). $\Phi(R, r - \rho_0)$, в адиабатическом приближении $\Delta E \ll E$, в цилиндрических координатах представляется в виде $\Phi(R, r - \rho_0) = \psi_0(z, \rho, R) \varphi_0(R)$, $\mu/m \ll 1$, $\psi_0(z, \rho, R) = Q(\rho) \chi(z, z_R)$, $(a_H/a_B \ll 1)$, z, ρ ($\rho = \rho_r - \rho_0$, $\rho_0 = c[H\rho]/eH^2$) — координата «легкой» подсистемы, R — координата «тяжелой» подсистемы, $\Delta E = -(\hbar^2/2M) \int \psi_0 \nabla_R^2 \psi_0 \rho d\rho dz$.

Уравнение (2), (3) описывают движение частицы массой μ в поле H ($H \perp E$) вокруг неподвижной дырки с учетом влияния движения центра масс экситона в этом поле, а (4) — движение экситона массой $M = m_e + m_h$ в усредненном, по относительному движению, поле $E_0(R)$.

С целью учета светоекситонного взаимодействия к этой системе уравнений следует присоединить уравнение Максвелла, в котором экситонная поляризация играет роль источника поля $E(Z_R)$.

$$\varepsilon_1 \omega^2 E(z_R) + c^2 \nabla_{z_R}^2 E(z_R) = - \frac{\omega^2}{\varepsilon_0} P_{\text{пол.}} \quad (5)$$

Решение уравнения (3), с граничными условиями

$$\chi = 0, \quad z = -M z_R / m_e, \quad (z_h = 0), \quad z = M z_R / m_h, \quad (z_e = 0), \quad (*)$$

имеет следующий вид:

$$\chi = \frac{f \cdot \Psi_0}{\varepsilon_0 - \varepsilon}, \quad f = \int F(z) dz,$$

где ε_0 , Ψ_0 — энергия и волновая функция, удовлетворяющие однородному уравнению

$$\frac{d^2}{dz^2} \Psi_0 - \frac{2\mu}{\hbar^2} \cdot V_{\text{эфф}} \cdot \Psi_0 + \frac{2\mu}{\hbar^2} \varepsilon_0 \Psi_0 = 0 \quad (6)$$

при граничных условиях (*), решение которого приводится в Приложении. В итоге, для значения χ в $z = 0$ получим выражение

$$\chi(0, z_R) = \frac{f}{\varepsilon - \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{W_{1/2, \beta_1}^1(0) + W_{1/2, \beta_2}^1(0)}{x_1 \operatorname{cth} x_1 c + x_2 \operatorname{cth} x_2 b} \right),$$

которое демонстрирует зависимость волновой функции от расстояния до поверхности z_R .

Согласно [4] наиболее общее выражение для экситонной поляризации, в случае отсутствия пространственной дисперсии, упрощается и приводится к виду

$$P_{\text{пол}} = 2 \operatorname{Re} \int Y(R, r) M(r) dr = \\ = \frac{e H}{\pi \hbar c} \cdot \frac{M_0^2 E(z_R)}{(z - z_0)} \left(\frac{W_{1/2, z_1}^1(0) + W_{1/2, z_2}^1(0)}{x_1 \operatorname{cht} x_1 c + x_2 \operatorname{cht} x_2 b} \right). \quad (7)$$

Здесь используется приближение, согласно которому $M(r)$ отлично от нуля в пределах элементарной ячейки, размеры которой очень малы по сравнению с каким-либо характерным размером экситона, что позволяет размытый дипольный момент заменить на локализованный $M(r) \sim \sim M_0 \delta(r)$ [5]. Причем, $E(z_R)$ является решением уравнения Максвелла (5) с упрощенной правой частью, численное решение которого позволяет непосредственно рассчитать коэффициент отражения.

Из полученного выражения (7) видно, что при приближении к границе поляризация стремится к нулю, что описывает формирование мертвой зоны, а при удалении от границы в глубь образца, выходит на асимптотическое значение.

Таким образом, полученное выражение содержит результаты работ [4, 5] и показывает, что учет кулоновского взаимодействия устраняет существующие в [4, 5] особенности в значении резонансных максимумов на кривых $P(z_R)$ и $E(z_R)$ при $\omega > \omega_t$, где ω_t — «поперечная» экситонная частота. Следует также отметить, что варьирование магнитного поля позволяет изменять параметры области, приповерхностного слоя, а следовательно, и экситонного контура отражения от поверхности полупроводника.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Решим уравнение (6) при граничных условиях (*).

Заменим эффективный потенциал в малой области вокруг начала отнесительной системы координат, модельным псевдопотенциалом, имеющим вид ямы с плоским дном:

$$V_{\text{эфф}} = \begin{cases} -\frac{e^2}{\varepsilon_1(l + |z|)}, & z < -b, z > c, \\ -\frac{e^2}{\varepsilon_1(l + |b|)}, & -b < z < 0, c = \frac{M z_R}{m_e}, b = \frac{M z_R}{m_h}, \\ -\frac{e^2}{\varepsilon_1(l + |c|)}, & 0 < z < c, l = a_H / \sqrt{2}, (\rho_0 \ll a_H), \\ & l = \rho_0, (\rho_0 \gg a_H), \end{cases}$$

и аппроксимируем решение уравнения (6) следующими функциями с учетом граничных условий (*):

$$\Psi_0 = A \operatorname{sh} x_1(z - c), 0 < z \leq c, x_1 = \left(-\frac{2\mu}{\hbar^2} \left[\frac{e^2}{\varepsilon_1(l + |c|)} + \varepsilon_0 \right] \right)^{1/2} \quad (a)$$

$$\Psi_0 = B \operatorname{sh} x_2 (z + b), -b \leq z < 0, x_2 = \left(-\frac{2\mu}{h^2} \left[\frac{e^2}{\varepsilon_1 (l + |b|)} + \varepsilon_0 \right] \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где A и B — функции от z_R .

Из условия непрерывности волновых функций (а) и (б) в $z=0$

$$B = -\frac{A \operatorname{sh} x_1 c}{\operatorname{sh} x_2 b}. \quad (e)$$

Условия непрерывности в $z=0$ первых производных аппроксимирующих решений (а) и (б), с соответствующими действительными решениями уравнения (8), удовлетворяющие граничным условиям (*), имеют вид:

$$\begin{cases} A x_1 \operatorname{ch} x_1 c = W_{1/2, \beta_1}^1(+0), & W_{1/2, \beta_1}^1(c) = 0 \end{cases} \quad (c)$$

$$\begin{cases} B x_2 \operatorname{ch} x_2 b = W_{1/2, \beta_2}^1(-0), & W_{1/2, \beta_2}^1(-b) = 0, \end{cases} \quad (d)$$

где $W_{1/2, \beta}^1(x)$ — функция Уиттекера, являющаяся решением уравнения (8) при обозначениях

$$\varepsilon_0 = -\frac{h^2}{2\mu} \cdot \frac{1}{a_B^2 \beta^2}, \quad x = \frac{2(l + |z|)}{a_B \beta}. \quad (f)$$

Вычитывая (d) из (c) с учетом (e), получим

$$A = \frac{W_{1/2, \beta_1}^1(+0) - W_{1/2, \beta_2}^1(-0)}{\frac{\operatorname{sh} x_1 c}{x_1 \operatorname{cth} x_1 c + x_2 \operatorname{cth} x_2 b}},$$

$$\Psi_0(0, z_R) = -\frac{W_{1/2, \beta_1}^1(0) + W_{1/2, \beta_2}^1(0)}{x_1 \operatorname{cth} x_1 c + x_2 \operatorname{cth} x_2 b}. \quad (d)$$

Соответствующее выражение для энергии ε_0 дается формулой (f) с β , являющимся решением уравнения

$$\Psi_0(0, z_R) = W_{1/2, \beta}^1(0). \quad (k)$$

В некотором приближении вблизи поверхности ($z_R \rightarrow 0$) можно получить следующую зависимость для ε_0 :

$$\beta = -\frac{2a}{a_B} \frac{x_{10} \operatorname{cht} x_{10} c + x_{20} \operatorname{cht} x_{20} b}{W_{1/2, \beta_1}^1(0) + W_{1/2, \beta_2}^1(0)},$$

$$\varepsilon_0 = -\frac{eHh}{4\mu c} \cdot \left(\frac{W_{1/2, \beta_1}^1(0) + W_{1/2, \beta_2}^1(0)}{x_{10} \operatorname{cth} x_{10} c + x_{20} \operatorname{cth} x_{20} b} \right), \quad (q)$$

$$x_{10} = \left(-\frac{2}{a_B (l + |c|)} \right)^{1/2}, \quad x_{20} = \left(\frac{2}{a_B (l + |b|)} \right)^{1/2}.$$

(Здесь используется разложение функции Уиттекера при большом β , где сохраняется член порядка не выше (a_H/a_B)) Выражение (q) демонстрирует наличие «мертвой» зоны у границы кристалла — поверхностной области, где энергия связи (и волновая функция) экситона стремится к нулю.

1. Сейсян Р. П. Спектроскопия диаманитных экситонов, Изд. Наука, М., 1984.
2. Hopfield J. J. Thomas D. J. Phys. Rev., 132, 563, (1963).
3. Киселев В. А. ФТТ, 21, 1069 (1979); ФТТ, 20, 2173 (1978); Письма в ЖЭТФ, 29, 369 (1979).
4. Stahl A. Phys. Stat. Sol. (b) 106, 575 (1981).
5. Никогосян Г. С. ФТП, 21, 958 (1987).

ՄՈՏՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՍԱՑԻՆ ՇԵՐՏԸ ՈՒՓԵՂ
ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՆԻԿՈԳՍՅԱՆ

Կառուցված է մակերևութային էքսիտոնային վիճակների տեսությունը, որը հաշվի է առնում լուսաէքսիտոնային փոխազդեցությունը և էլեկտրոն-խոռոչ զույգի կոլոնային պոտենցիալը: Ստացված են ալիքային ֆունկցիայի, էքսիտոնի հիմնական վիճակի էներգիայի և էքսիտոնային բևեռայնության անալիտիկ արտահայտությունները, կախված մակերևութից ունեցած հեռավորությունից, որոնք ցուցաբերում են «մեռյալ» զոտու առկայությունը և նրա կախվածությունը մագնիսական դաշտից:

THE SURFACE LAYER OF MOTT EXCITONS IN A
STRONG MAGNETIC FIELD

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

A theory of excitonic state near the surface is constructed, which allows for both the light-exciton interaction and the Coulomb potential of an electron-hole pair. Analytical expressions for the wave functions, ground-state energy of an exciton and the exciton polarization are obtained as functions of the distance to crystal surface. These expressions demonstrate the presence of "dead" band and its dependence on the magnetic field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 139—145 (1990)

УДК 546.61

АНИЗОТРОПИЯ ТЕРМОЭДС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ
ОБРАЗЦАХ p -GaAs

И. Ф. СВИРИДОВ

Одесский институт народного хозяйства

(Поступила в редакцию 16 марта 1989 г.)

В работе приведены экспериментальные и расчетные данные анизотропной термоэдс в деформированных образцах арсенида галлия p -типа проводимости с концентрацией дырок 10^{17} — 10^{19} см⁻³ в области температур от 90 до 500 К. Показано, что анизотропия термоэдс в деформированных образцах p -GaAs зависит от степени легирования исходных кристаллов и от их ориентации. При температуре около 110 К в деформированных образцах p -GaAs наблюдается максимум зависимости $\Delta\alpha = f(T)$ в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимальное значение — в направлении $\langle 100 \rangle$.

Изучение анизотропной термоэдс в деформированных образцах p -GaAs при различных температурах и ориентациях позволяет внести некоторую ясность в вопрос не только об эффективных массах дырок, но и об оценке вкладов различных механизмов рассеяния в кинетические коэффициенты. Настоящая статья и посвящена данному вопросу.



1. Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов, Изд. Наука, М., 1984.
2. Hopfield J. J. Thomas D. J. Phys. Rev., 132, 563, (1963).
3. Киселев В. А. ФТТ, 21, 1069 (1979); ФТТ, 20, 2173 (1978); Письма в ЖЭТФ, 29, 369 (1979).
4. Stahl A. Phys. Stat. Sol. (b) 106, 575 (1981).
5. Никогосян Г. С. ФТП, 21, 958 (1987).

ՄՈՏՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՍԱՑԻՆ ՇԵՐՏԸ ՈՒՓԵՂ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ

Կառուցված է մակերևութային էքսիտոնային վիճակների տեսությունը, որը հաշվի է առնում լուսաէքսիտոնային փոխազդեցությունը և էլեկտրոն-խոռոչ զույգի կապոնային պոտենցիալը: Ստացված են ալիքային ֆունկցիայի, էքսիտոնի հիմնական վիճակի էներգիայի և էքսիտոնային բևեռայնության անալիտիկ արտահայտությունները, կախված մակերևութից ունեցած հեռավորությունից, որոնք ցուցադրում են «մեռյալ» զոտոն առկայությունը և նրա կախվածությունը մագնիսական դաշտից:

THE SURFACE LAYER OF MOTT EXCITONS IN A STRONG MAGNETIC FIELD

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

A theory of excitonic state near the surface is constructed, which allows for both the light-exciton interaction and the Coulomb potential of an electron-hole pair. Analytical expressions for the wave functions, ground-state energy of an exciton and the exciton polarization are obtained as functions of the distance to crystal surface. These expressions demonstrate the presence of "dead" band and its dependence on the magnetic field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 139—145 (1990)

УДК 546.61

АНИЗОТРОПИЯ ТЕРМОЭДС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ p -GaAs

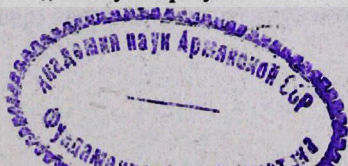
И. Ф. СВИРИДОВ

Одесский институт народного хозяйства

(Поступила в редакцию 16 марта 1989 г.)

В работе приведены экспериментальные и расчетные данные анизотропной термоэдс в деформированных образцах арсенида галлия p -типа проводимости с концентрацией дырок 10^{17} — 10^{19} см⁻³ в области температур от 90 до 500 К. Показано, что анизотропия термоэдс в деформированных образцах p -GaAs зависит от степени легирования исходных кристаллов и от их ориентации. При температуре около 110 К в деформированных образцах p -GaAs наблюдается максимум зависимости $\Delta\alpha = f(T)$ в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимальное значение — в направлении $\langle 100 \rangle$.

Изучение анизотропной термоэдс в деформированных образцах p -GaAs при различных температурах и ориентациях позволяет внести некоторую ясность в вопрос не только об эффективных массах дырок, но и в оценку вкладов различных механизмов рассеяния в кинетические коэффициенты. Настоящая статья и посвящена данному вопросу.



Объектом исследования были образцы p -GaAs. Кристаллы арсенида галлия, из которых вырезались образцы для измерений, были выращены методом Чохральского и разрезались на пластинки размерами $1,86 \times 1,74 \times 8,70$ мм³. Кристаллографическое направление образцов было $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$. Интервал температуры составлял 90—500 К. Деформирующее усилие равно $9 \cdot 10^9$ дин/см². Концентрация образцов p -GaAs определялась из измерений эффекта Холла и электропроводности при комнатной температуре и варьировалась в пределах $4,5 \cdot 10^{17}$ — $1,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, а подвижность носителей заряда составляла 200—65 см²/В·с. Приведенный химический потенциал для наших образцов с концентрацией $p = 10^{19}$ см⁻³ был равен $\mu^* = \mu/k_0 T \geq 2$, а для $P = 10^{17}$ см⁻³ — 1,5.

Из двух способов наложения механической нагрузки было выбрано растяжение образца вдоль соответствующих осей, так как сжатие обладает одним существенным недостатком. При деформации резко меняется тепловой контакт между образцом и частью установки, задающей gradient температуры. Величина сигнала самого эффекта, за счет деформации кристалла, не заметна на фоне сигнала от изменения теплового контакта. Измерение анизотропии термоэдс осуществлялось на установке, описанной ранее в работе [1].

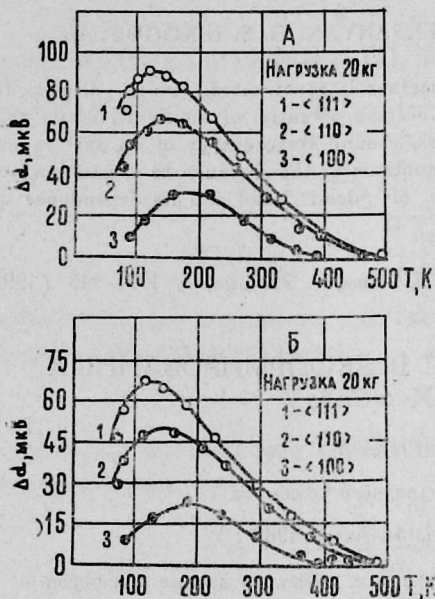


Рис. 1. Температурная зависимость анизотропии термоэдс в деформированных образцах p -GaAs: А—образец с концентрацией дырок $4,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, Б—образец с концентрацией дырок $1,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, точки—экспериментальные данные, сплошные линии—теоретические, найденные по формуле (2).

Результаты измерений анизотропии термоэдс для двух серий деформированных образцов (серия А — $p = 10^{17}$ см⁻³ и серия Б — $p = 10^{19}$ см⁻³) арсенида галлия p -типа проводимости приведены на рис. 1 (см. точки). Из этого рисунка видно присутствие максимума анизотропии термоэдс на всех экспериментальных кривых для двух серий образцов. Максимум анизотропии термоэдс зависит от кристаллографического направления, температуры, концентрации свободных дырок и нагрузки. Величина максимума $\Delta\alpha = f(T)$ уменьшается при уменьшении деформации кристалла вдоль указанных выше кристаллографических направлений. Наибольшего

значения максимум анизотропии термоэдс достигает вдоль направления $\langle 111 \rangle$, а минимальное значение принимает в направлении $\langle 100 \rangle$ для всех исследуемых образцов. Максимум анизотропии термоэдс в направлении $\langle 111 \rangle$ проявляется для всех кристаллов при $T \approx 110$ К. В направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ максимум анизотропии термоэдс смещается в область более высоких температур.

Присутствие максимума на всех кривых, по-видимому, можно объяснить присутствием смешанного механизма рассеяния в указанной области температур. Известно, что анизотропия термоэдс отсутствует при одном механизме рассеяния. В этом случае максимум $\Delta\alpha = f(T)$ должен лежать в области тех температур, где наиболее ярко проявляется смешанный механизм рассеяния. Согласно работе [2] таким смешанным механизмом рассеяния, при $T = 110$ К, может быть одновременное действие акустических фононов и ионизированных примесей

$$\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}} = \frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^{\phi}} + \frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^i}, \quad (1)$$

где $\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^{\phi}}$ — время релаксации при рассеянии дырок на акустических фононах, $\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^i}$ — компоненты тензора времени релаксации носителей тока на ионах примеси.

Самойлович А. Г. с сотрудниками в работе [3] показали, что спектр акустических колебаний является изотропным, поэтому анизотропией времени релаксации, при рассеянии дырок на акустических фононах, можно пренебречь, и выражение (1) примет вид

$$\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}} = \frac{1}{\tau^{\phi}} + \frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^i}.$$

где

$$\tau^{\phi} = \frac{\pi C'_{11} h^4}{k_0 T C'_{11} (2 m_{\perp}^2 m_i)^{1/2}}, \quad \tau_{\parallel, \perp}^i = \frac{\tau_0}{F_{\parallel, \perp}},$$

$$\tau_0 = \frac{8 \beta^3 m_{\perp} \gamma^2 E^{3/2}}{3 \pi N e^4 (2 m_{\parallel})^{1/2}}; \quad \beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}, \quad \gamma^2 = \frac{h^2}{8 m_i R_0^2 e},$$

k_0 — постоянная Больцмана, R_0 — радиус экранировки, N — концентрация ионов, E — энергия дырки. Все остальные обозначения и методику расчета рассматриваемого вопроса можно найти в работе [2].

Точный анализ зависимости анизотропии термоэдс от температуры выполнить трудно, в силу сложной концентрационной и температурной зависимости ряда параметров легких и тяжелых дырок. Однако, несмотря на указанные трудности, с целью проверки правильности такого предположения, мы провели расчет зависимости анизотропии термоэдс от температуры и кристаллографического направления для двух серий деформированных образцов с $p = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $p = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При расчете учитывали, что изоэнергетические поверхности в деформированном образ-

це можно аппроксимировать эллипсоидами вращения с осью симметрии, совпадающей с направлением приложения нагрузки.

Используя конечное выражение [4], произведен расчет величин анизотропии термоэдс для легких и тяжелых дырок в деформированных образцах *p-GaAs*. При расчете полагали, что максимум должен наблюдаться при смешанном механизме рассеяния, когда дырки рассеиваются на акустических фононах и ионах примеси

$$\Delta z = \frac{k_0}{e} \left[\frac{(C_{\parallel}^T D_{\perp}^T - C_{\perp}^T) \sigma^T G_{\parallel}^T}{D_{\parallel}^T D_{\perp}^T} - \frac{(C_{\parallel}^L D_{\perp}^L - C_{\perp}^L) \sigma^L}{D_{\parallel}^L D_{\perp}^L} \right] \frac{1}{\sigma^T + \sigma^L}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона. τ^T, τ^L — электропроводность тяжелых и легких дырок.

$$C_{\perp, \parallel}^{T, L} = \frac{16,9}{42 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2} + \frac{7,1}{30 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2};$$

$$D_{\perp, \parallel}^{T, L} = \frac{1,66}{30 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2} - \frac{4,34}{20 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2}.$$

Для расчета параметра $(a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2$ использовались усредненные значения упругой константы C'_{11} , согласно работе [2] усреднение упругой постоянной равно

$$C'_{11} = \frac{1}{3} [2 C_{44} + C_{11} + 2(C_{11} + C_{44})] \sqrt{1 + \frac{3}{5} \frac{C^* (C_{11} + C_{12})}{C_{11} - C_{44}}},$$

где $C^* = -C_{11} + 2 C_{44} + C_{12}$ — параметр, характеризующий анизотропию образца.

На рис. 1 показана температурная зависимость термоэдс в деформированных образцах *p-GaAs* для двух серий при различной ориентации кристаллов (точки и приведены рассчитанные зависимости $[\Delta\alpha = f(T)] P$ (сплошные линии), построенные с помощью формулы (2) для этих же образцов.

Из рис. 1 видно, что теоретические кривые $[\Delta\alpha = f(T)] P$ построенные с помощью формулы (2), качественно повторяют температурный ход кривых анизотропной термоэдс, полученных экспериментально.

Как показал расчет, кривые имеют максимум в области температур наибольшей эффективности смешанного механизма рассеяния. Причем, эффект максимален при растяжении образца в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимален вдоль $\langle 100 \rangle$.

Во-первых, такое поведение $[\Delta\alpha = f(T)] P$, по-видимому, можно объяснить анизотропией эффективных масс $m_{\perp}^*/m_{\parallel}^*$, которая максимальна в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимальна — в $\langle 100 \rangle$.

Во-вторых, известно, что при деформации кристалла изменяется ширина запрещенной зоны и, следовательно, концентрация носителей заряда.

Итак мы видим два эффекта, которые могут влиять на температурный ход $[\Delta\alpha = f(T)] P$. Поэтому необходимо оценить каждый из соответствующих вкладов в анизотропию термоэдс.

С этой целью мы провели исследование зависимости концентрации

дырок от температуры при различной деформации и ориентации для двух серий образцов ($A - p = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $B - p = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), которые приведены на рис. 2; точки — экспериментальные зависимости $[p = f(T)] P$ и сплошные линии — теоретические зависимости, найденные по формуле (2).



Рис. 2. Зависимость концентрации дырок в деформированных образцах $p\text{-GaAs}$: сплошные линии — теоретические, найденные по формуле (2), точки — экспериментальные данные, образцы те же, что и на рис. 1.

Как видно из этого рисунка, расчетные и экспериментальные кривые согласуются с точностью до 5% для образцов серии А, а в образцах серии В еще меньше.

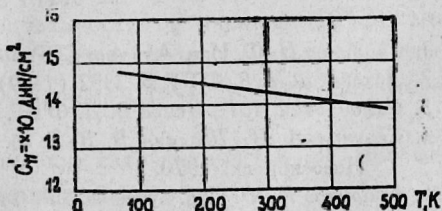
При расчетах считали, что $m_p^* = 0,5 m_0$, $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и не зависит от температуры.

Проведенный анализ позволяет установить, что при деформации кристалла $p\text{-GaAs}$ концентрация носителей заряда во всех исследуемых образцах не зависит от температуры и, следовательно, соответствующий вклад в термоэдс мал.

Теперь рассмотрим вклад второго эффекта в анизотропию термоэдс. Для того, чтобы объяснить температурную зависимость в деформированных образцах, необходимо предположить либо весьма сильный рост m_p^* , либо падение величины упругой константы (C'_{11}) с температурой. Обе эти зависимости показаны на рис. 3, 4.

На рис. 3 изображена температурная зависимость величины C'_{11} . Как видно из рис. 3, величина C'_{11} изменяется с температурой незначительно, а поэтому и вклад в термоэдс незначительный.

Рис. 3. Температурная зависимость упругой постоянной (C'_{11}) для образцов $p\text{-GaAs}$.



На рис. 4 сравниваются относительные изменения эффективной массы плотности состояния $[m_p^* = f(T)] P$, найденные из экспериментальных данных (точки) с теоретическими зависимостями (сплошные линии), найденными по формуле (2). Приближенное значение $[m_p^*(T)] P$, найденное по (2), меньше точного на 9%.

Вычисления производились усреднением по методу наименьших квадратов на ЭВМ ЕС 1035 с точностью до 10^{-7} .

Полученные нами экспериментальные зависимости анизотропии термоэдс, которые показаны на рис. 1, по-видимому, качественно можно объяснить только лишь анизотропией эффективных масс, так как эффект вклада концентрации дырок при деформации кристалла *p-GaAs* в анизотропию термоэдс мал.

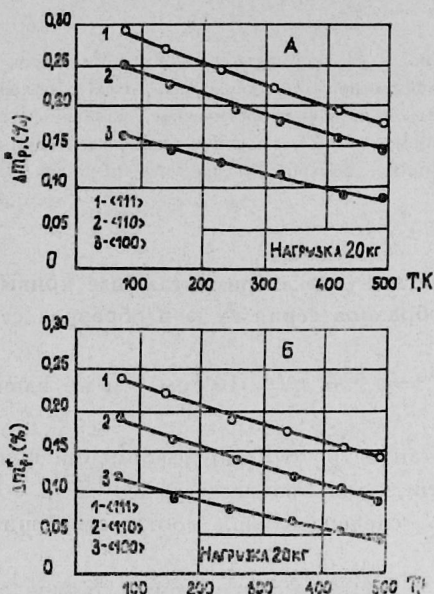


Рис. 4. Относительное изменение эффективной массы дырок в деформированных образцах *p-GaAs* от температуры: сплошные линии — теоретические зависимости, найденные по формуле (2), точки — экспериментальные данные, концентрация кристаллов и ориентация их та же, что и на рис. 1.

Смещение максимума [$\Delta\alpha = f(T)$] *P* влево с ростом деформации, по-видимому, можно объяснить за счет увеличения анизотропии эффективных масс, что соответствует тому факту, что примесное рассеяние падает.

Некоторые неоднозначности выводов относительно [$\Delta\alpha = f(T)$] *P*, полученных из сравнения теории с экспериментом, требуют дополнительных исследований образцов *p-GaAs* при более высоких деформациях и температурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свиридов И. Ф. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 49 (1980).
2. Даховский И. В. ФТТ, 5, 2332 (1969).
3. Самойлович А. Г., Искра В. Д. ФТТ, 2, 2827 (1960).
4. Семенов А. И., Шадрин В. В. В сб. «Физика и техника полупроводников», НЭТИ, Новосибирск, 1970.
5. Свиридов И. Ф. Изв. вузов СССР, Физика, 2, 105 (1975).

ԹԵՐՄԱԷԼԵԿՏՐՈՒՇԱՐԺ ՈՒԺԻ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՆ *p-GaAs*-ի
ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՍ ԵՄՈՒՇՆԵՐՈՒՄ

Ի. Ֆ. ՍՎԻՐԻԴՈՎ

Աշխատանքում բերված են փորձնական և հաշվարկված տվյալները *p*-տիպի հաղորդականությամբ և անջքերի $10^{17} - 10^{19}$ սմ $^{-3}$ կոնցենտրացիայով դեֆորմացված հալիումի արսենիդի նմուշներում թերմաէլեկտրաշարժ անիզոտրոպիայի վերաբերյալ ջերմաստիճանների 90—500 К տիրույթում:

ANISOTROPY OF THERMOELECTROMOTIVE FORCE IN DEFORMED SAMPLES OF p-GaAs

I. F. SVIRIDOV

Experimental and calculated data on the anisotropy of thermoelectromotive force in deformed samples of p-GaAs with the concentration of carriers equal to 10^{17} , 10^{19} cm^{-3} in the temperature range from 90 to 500 K are given. The anisotropy of thermoelectromotive force in the deformed samples of p-GaAs was found to be dependent on the doping concentration of crystals and on their orientation. At the temperature near 110 K the dependence in deformed p-GaAs samples has a maximum in the direction $\langle 111 \rangle$ and a minimum in the direction $\langle 100 \rangle$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 145—148 (1990)

УДК 621.3.049

О ВЛИЯНИИ РАЗБРОСА ВЕЛИЧИНЫ ВНУТРЕННЕГО КВАНТОВОГО ВЫХОДА НА НЕОДНОРОДНОСТЬ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

В. М. АРУТЮНЯН, А. А. КАРАГЕЗОВ, С. Х. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 ноября 1989 г.)

Рассмотрено влияние неравномерности легирования полупроводниковой подложки на разброс величины внутреннего квантового выхода ячеек фотоприемных приборов с зарядовой связью. Приводятся расчетные и экспериментальные результаты, полученные для приборов типа А1042.

В фотоприемных приборах с зарядовой связью (ФПЗС) на стадии преобразования светового потока в заряд имеет место некоторое искажение информации из-за неоднородности фоточувствительности прибора [1]. Средняя величина разброса фоточувствительности по ячейкам ФПЗС может составлять (3—10)% [2—3]. Рассмотрим некоторые конкретные факторы, приводящие к указанной неоднородности, с точки зрения процессов, протекающих в приборе.

Процесс накопления заряда в обедненном слое ячейки ФПЗС при одномомерном приближении описывается выражением

$$\frac{dn}{dt} = -j_n(x_{oc}) + \int_0^{x_{oc}} (g_{\phi} + g_T - g_p) dx, \quad (1)$$

где x_{oc} — ширина обедненного слоя, g_{ϕ} , g_T , g_p — скорость фотогенерации, скорость термогенерации и суммарная скорость рекомбинации соответственно. $j_n(x_{oc})$ — плотность тока электронов (для подложки p-типа) на границе обедненного слоя, диффундирующих из нейтрального

ANISOTROPY OF THERMOELECTROMOTIVE FORCE IN DEFORMED SAMPLES OF p-GaAs

I. F. SVIRIDOV

Experimental and calculated data on the anisotropy of thermoelectromotive force in deformed samples of p-GaAs with the concentration of carriers equal to 10^{17} , 10^{19} cm^{-3} in the temperature range from 90 to 500 K are given. The anisotropy of thermoelectromotive force in the deformed samples of p-GaAs was found to be dependent on the doping concentration of crystals and on their orientation. At the temperature near 110 K the dependence in deformed p-GaAs samples has a maximum in the direction $\langle 111 \rangle$ and a minimum in the direction $\langle 100 \rangle$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 145—148 (1990)

УДК 621.3.049

О ВЛИЯНИИ РАЗБРОСА ВЕЛИЧИНЫ ВНУТРЕННЕГО КВАНТОВОГО ВЫХОДА НА НЕОДНОРОДНОСТЬ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

В. М. АРУТЮНЯН, А. А. КАРАГЕЗОВ, С. Х. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 ноября 1989 г.)

Рассмотрено влияние неравномерности легирования полупроводниковой подложки на разброс величины внутреннего квантового выхода ячеек фотоприемных приборов с зарядовой связью. Приводятся расчетные и экспериментальные результаты, полученные для приборов типа А1042.

В фотоприемных приборах с зарядовой связью (ФПЗС) на стадии преобразования светового потока в заряд имеет место некоторое искажение информации из-за неоднородности фоточувствительности прибора [1]. Средняя величина разброса фоточувствительности по ячейкам ФПЗС может составлять (3—10)% [2—3]. Рассмотрим некоторые конкретные факторы, приводящие к указанной неоднородности, с точки зрения процессов, протекающих в приборе.

Процесс накопления заряда в обедненном слое ячейки ФПЗС при одномомерном приближении описывается выражением

$$\frac{dn}{dt} = -j_n(x_{oc}) + \int_0^{x_{oc}} (g_{\phi} + g_T - g_p) dx, \quad (1)$$

где x_{oc} — ширина обедненного слоя, g_{ϕ} , g_T , g_p — скорость фотогенерации, скорость термогенерации и суммарная скорость рекомбинации соответственно. $j_n(x_{oc})$ — плотность тока электронов (для подложки p-типа) на границе обедненного слоя, диффундирующих из нейтрального

объема. В практических случаях вклад этой составляющей мал и ее можно не учитывать. Тогда, решая уравнение (1) с учетом [4], для числа хранящихся в единицу времени носителей заряда можно записать

$$n = I_0 k_{np}(\lambda) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha x_{oc})}{1 + \alpha L_n} \right], \quad (2)$$

где I_0 — плотность потока излучения, k_{np} — коэффициент пропускания, λ — длина волны, α — коэффициент поглощения полупроводника, L_n — диффузная длина электронов.

Как следует из (2), одной из причин неоднородности фоточувствительности может быть геометрический разброс значений величин площадей ячеек, а также суммарной толщины многослойных поликремниевых затворов, что оказывает влияние на величину k_{np} . Однако, рассмотрим здесь влияние имеющего место в реальных ФПЭС факта неравномерности легирования полупроводниковой подложки на величину внутреннего квантового выхода ячеек прибора.

В соответствии с (2), (см. также [5]), для внутреннего квантового выхода η имеем

$$\eta = 1 - \frac{\exp(-\alpha x_{oc})}{1 + \alpha L_n}. \quad (3)$$

Связь между η и концентрацией акцепторов N_A в подложке p -типа можно определить, рассмотрев выражения для ширины обедненного слоя и диффузионной длины электронов. Для потенциала обеднения на затворе элемента ячейки ФПЭС имеем [6],

$$U_3 = \frac{q N_A d}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} x_{oc} + \frac{q N_A}{2 \epsilon_{sl} \epsilon_0} x_{oc}^2, \quad (4)$$

откуда, пренебрегая падением напряжения на окисле, для ширины обедненного слоя получим

$$x_{oc} = \left(\frac{2 U_3 \epsilon_{sl} \epsilon_0}{q N_A} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где ϵ_{sl} — диэлектрическая постоянная кремния.

Анализ генерационно-рекомбинационных процессов в случае малого уровня возбуждения для слабо легированной p -подложки, когда выполняются условия $p_0 \gg n_0$; $p_0 \gg p_1$; $n_1 > p_0$ [7], позволяет получить для времени жизни неравновесных электронов в обедненном слое следующее выражение

$$\tau_n = \frac{1}{N_A N_t \sigma v_T} N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k T} \right), \quad (6)$$

где σ — эффективное сечение захвата электронов, N_t — концентрация ловушек в обедненном слое, v_T — тепловая скорость носителей, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, E_t — энергетический уровень ловушек. Используя (6) с учетом соотношения Эйнштейна, для диффузионной длины электронов получим

$$L_n = \left[\mu \frac{k T}{q} \frac{1}{\sigma N_A N_t v_T} N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k T} \right) \right]^{1/2} \quad (7)$$

Объединяя выражения (3), (5) и (7) для внутреннего квантового выхода будем иметь

$$\eta_i = 1 - \frac{\exp(-b N_A^{-1/2})}{1 + a N_A^{-1/2}}, \quad (8)$$

где

$$b = \pi \left(\frac{2 U_{si} \varepsilon_0}{q} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$a = \pi \left[\mu \frac{k T}{q} \cdot \frac{1}{\sigma N_t v_T} N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k T} \right) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Таким образом, с помощью соотношения (8) можно оценить влияние неравномерности легирования подложки на разброс значений внутреннего квантового выхода ячеек ФПЭС. В общем случае можно записать

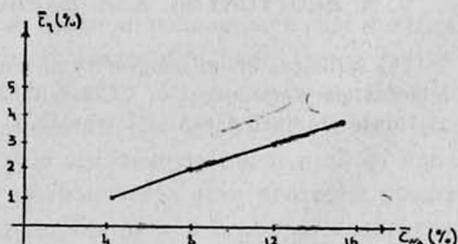
$$\bar{r}_\eta = F(\bar{r}_{N_A}), \quad (11)$$

где $\bar{r}_\eta$ и $\bar{r}_{N_A}$ — средние величины разброса квантового выхода и концентрации легирующей примеси соответственно. Аналитически получить выражение для функции F сложно. Расчеты $\bar{r}_\eta$, проведенные нами согласно выражения

$$\bar{r}_\eta = \frac{1}{\eta_{cp}} \sqrt{\frac{1}{k} \sum_{j=1}^k (\eta_{cp} - \eta_j)^2},$$

(k — число ячеек в ФПЭС-строке) с учетом (8), (9), (10) для типичных значений параметров ФПЭС типа А1042, позволили выявить, что в диапазоне изменений $\bar{r}_{N_A}$ от 4 до 16% зависимость (11) квазилинейна. График полученной зависимости приведен на рисунке. Как следует из рисунка, для типичных значений $\bar{r}_{N_A} = (7-8)\%$ (по строке ФПЭС), величина

Зависимость среднего разброса величины внутреннего квантового выхода от неравномерности легирования подложки (для строки ФПЭС типа А1042).



разброса внутреннего квантового выхода составляет примерно 2%. В этой связи интересно сравнить данный результат с полученными нами экспериментальными результатами по определению среднего разброса фоточувствительности для 100 строк секции накопления ФПЭС А1042. Со-

гласно этим результатам, средний разброс фоточувствительности по всему полю 100 строк составил 6,1%. Отсюда следует, что в данном случае, вклад разброса величины внутреннего квантового выхода в величину среднего разброса фоточувствительности составляет существенную величину — около 30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В. Приборы с зарядовой связью. АН АрмССР, 1986.
2. Лебедев Н. В. Техника средств связи, с. Техника ТВ, вып. 5, 35—41, 1980.
3. Иванов С. А. Техника средств связи, с. Техника ТВ, вып. 4, 3—9, 1982.
4. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Основы физики приборов с зарядовой связью. Изд. Наука, М., 196—203, 1986.
5. Махмутов Ф. М. Техника средств связи, с. Техника ТВ, вып. 4, 11—13, 1982.
6. Приборы с зарядовой связью. Под ред. М. Ховуза, Д. Моргана. Энергоиздат, М., 11—31, 1986.
7. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Энергоатомиздат, М., 213—218, 1985.

ԼԻՑԷՆԶԻԱ ԿԱՊԻՎ ՍԱՐՔԵՐԻ ՖՈՏՈԶԳԻԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅԱՆ
ՎՐԱ ՆԵՐՔԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՑՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԿԱՐԱԳՅՈԶՈՎ, Ս. Խ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Դիտվում է կիսահաղորդչի լեգիրացման անհավասարաչափության ազդեցությունը լիցքային կապով սարքերի բլիչներում ներքին քվանտային էֆեկտիվության ցրվածության վրա. Բերվում են հաշվարկային և փորձնական տվյալներ, ստացված Ա 1042 տիպի ԼԿՍ-ի համար:

ON THE INFLUENCE OF SPREAD IN INTERNAL QUANTUM OUTPUT ON THE INHOMOGENEITY OF PHOTSENSITIVITY OF CCD

V. M. ARUTYUNYAN, A. A. KARAGJOZOV, S. H. KHUDAVERDYAN

The influence of inhomogeneity of semiconductor substrate doping on the spread of internal quantum output of CCD cells is considered. Some calculated and experimental data obtained for A1042 type CCD are given.

УСИЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОГО
ПУЧКА СВЕТА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО
ЧЕРЕНКОВСКОГО ЭФФЕКТА

Н. А. САРГСЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 сентября 1989 г.)

Получен коэффициент усиления черенковского лазера с учетом пространственного размера пучка света в постоянном магнитном поле, направленном параллельно центральной оси пучка электронов. Показано, что угловая расходимость пучка света сильно влияет на процесс усиления.

В работе [1, 2] показана возможность усиления плоской электромагнитной волны на основе вынужденного черенковского эффекта. На коэффициент усиления черенковского лазера [1] и на коэффициент усиления черенковского клистрона [3] сильно влияет угловой разброс пучка электронов. В работах [3, 4] рассмотрена возможность устранения этой зависимости с помощью постоянного магнитного поля.

В настоящей работе показано, что при усилении ограниченного пучка света, коэффициент усиления черенковского лазера сильно зависит и от угловой расходимости усиливаемой волны, связанной с его поперечным размером.

Пусть монохроматическая линейно поляризованная волна

$$A_x(r, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(q) q_z \delta \left[\left(\frac{\omega}{c} n \right)^2 - q^2 \right] \exp(iq r - i\omega t) dq + \text{к. с.},$$

$$A_y(r, t) = 0; A_z(r, t) \simeq 0; \quad (1)$$

$$A(q) = -\frac{i}{2} \sqrt{\pi} A_0 d \exp \left(-\frac{1}{4} q_x^2 d^2 \right)$$

распространяется в диэлектрической среде с показателем преломления n вдоль оси z . Здесь $\omega = 2\pi c/\lambda$ — частота лазерного излучения, λ — его длина волны в вакууме, а q — волновой вектор Фурье компоненты поля. Фурье образ векторного потенциала выбран таким образом, чтобы в плоскости $z=0$ пучок света имел гауссовскую огибающую с шириной $2d$ вдоль оси x , вдоль осей y и z размеры поля неограничены. Для простоты предполагается, что проекцией векторного потенциала на ось z можно пренебречь.

Направим постоянное магнитное поле H_0 и пучок электронов, имеющий гауссовский разброс по импульсам

$$f(p') = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\Delta_{\perp}^2 \Delta_{\parallel}} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left[\frac{p_{\perp}^2}{\Delta_{\perp}^2} + \frac{(p_z' - p_0)^2}{\Delta_{\parallel}^2} \right] \right\},$$

вдоль оси z' под углом θ к оси z (штрихами обозначена система координат $x'y'z'$, $p_{\perp} = \sqrt{p_{x'}^2 + p_{y'}^2}$ — поперечная составляющая импульса p'). Двигаясь в постоянном магнитном поле и взаимодействуя с лазерным излучением, электроны излучают и поглощают фотоны. Вычислим осциллирующую часть x -проекции тока пучка частиц, точно учитывая постоянное магнитное поле и, в первом приближении, усиливаемую волну [1]:

$$\Delta j_x = -\frac{i}{2} e^2 \rho \omega \sin^2 \theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_{1z}}{q_{x'}} A(q_1) J_0^2\left(\frac{q_{x'} p_{\perp}'}{m \Omega}\right) \frac{\partial f}{\partial p_{z'}} \times \\ \times \exp(i q_1 r - i \omega t) d p' + k. c.$$

Здесь ρ — плотность начального пучка электронов, e и m — заряд и масса электрона, $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $\Omega = e H_0 / m c$ — Ларморова частота:

$$q_{1x} = \frac{\omega}{v_{z'}} (\sin \theta - \cos \theta \sqrt{(n \beta_{z'})^2 - 1}),$$

$$q_{1z} = \frac{\omega}{v_{z'}} (\cos \theta + \sin \theta \sqrt{(n \beta_{z'})^2 - 1}).$$

$$q_{x'} = \frac{\omega}{v_{z'}} \sqrt{(n \beta_{z'})^2 - 1},$$

а $\beta_{z'} = \frac{v_{z'}}{c} = \frac{c p_{z'}}{\varepsilon}$. В выражении (2) учтены только слагаемые, ответственные за вынужденный черенковский эффект

$$\omega - q_{z'} v_{z'} = 0.$$

Это приближение справедливо в случае, когда напряженность постоянного магнитного поля

$$H_0 > \frac{\omega}{|e|} \frac{m c}{p_0} \frac{m c}{p_0} \frac{\Delta l}{p_0}.$$

Коэффициент усиления черенковского лазера проще всего найти из уравнения

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -j E - \operatorname{div} P, \quad (3)$$

где $w = \frac{1}{8\pi} (n^2 E^2 + H^2)$ и $P = \frac{c}{4\pi} [E \cdot H]$ — плотность энергии и плотность потока энергии усиливаемой волны (1). Интегрируя уравнение (3) по объему, заключенному между двумя параллельными плоскостями, расположенными на расстоянии Δz друг от друга, и пренебрегая быстро осциллирующими слагаемыми, получим изменение потока энергии усиливаемой волны ΔP . Коэффициент усиления

$$\Gamma = \frac{\Delta P}{P_0} = -\operatorname{Re} P_0^{-1} \int_{-l/2}^{l/2} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx j E. \quad (4)$$

Здесь l — произвольная ширина вдоль оси y , а $P_0 = \frac{c}{8\sqrt{2\pi}} \left| \frac{\omega}{c} A_0 \right|^2 \times \times n dl$ — поток энергии поля (1) вдоль оси z . Подставляя выражения для поля (1) и тока (2) в (4) получим выражение для коэффициента усиления черенковского лазера:

$$\Gamma = 1,5 \rho r_0 \lambda \frac{b_0}{m c} \left(\frac{b_0}{D} \right)^2 \sin^2 \theta \cos \theta \exp(-R) I_0(R),$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, $I_0(R)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, эффективная ширина

$$D = \left\{ \Delta_{\parallel}^2 + \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \left[\frac{\lambda}{d} \left(\frac{b_0}{m c} \right)^2 \frac{\sin \theta}{\beta_{b_0}} \right]^2 p_0^2 \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

аргумент функции Бесселя

$$R = \frac{1}{8 \ln 2} \left[\frac{\omega}{\Omega} \frac{\Delta_{\perp}}{m c} n \sin \theta \right]^2,$$

импульс

$$b_0 = p_0 - D/\sqrt{8 \ln 2}.$$

Скорость электронов v_{b_0} ($\beta_{b_0} = \frac{b_0}{\sqrt{(mc)^2 + b_0^2}}$) удовлетворяет условию черенковского синхронизма

$$1 - n \beta_{b_0} \cos \theta = 0.$$

Из выражения для эффективной ширины (5) следует, что если ширина лазерного пучка достаточно велика

$$d \gg 0,4 \lambda \left(\frac{p_0}{m c} \right)^2 \frac{p_0}{\Delta_{\parallel}} \sin \theta,$$

то его можно рассматривать как плоскую волну и коэффициент усиления черенковского лазера определяется только продольным разбросом пучка электронов

$$\Gamma_1 = 1,5 \rho r_0 \lambda \frac{p_0}{m c} \left(\frac{p_0}{\Delta_{\parallel}} \right)^2 \sin^2 \theta \cos \theta.$$

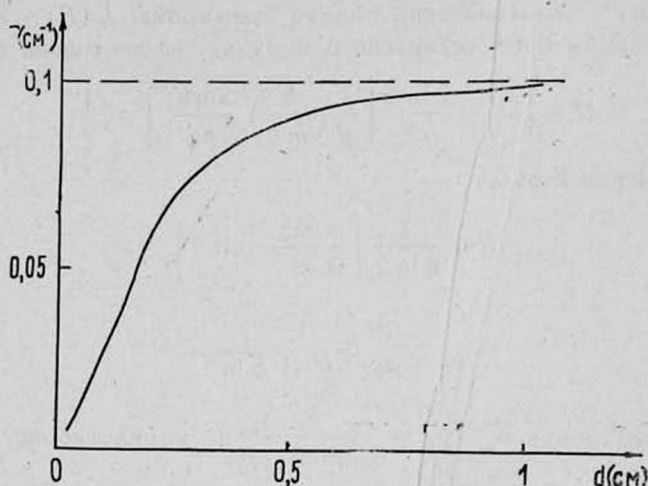
При расчете принималось, что напряженность постоянного магнитного поля

$$H_0 \gg 0,4 \frac{\omega \Delta_{\perp}}{|e|} \sin \theta$$

или $R \ll 1$. В обратном случае, когда размер лазерного пучка мал, коэффициент усиления определяется угловым разбросом фотонов усиливаемой волны λ/d

$$\Gamma_2 = 10,7 \epsilon r_0 d \left(\frac{mc}{p_0} \right)^3 \frac{d}{\lambda}.$$

Предположим, что ток пучка электронов $I = 324 \text{ А/см}^2$, его средняя энергия $\epsilon = 5 \text{ МэВ}$, разбросы $\frac{\Delta_{\perp}}{p_0} = \frac{\Delta_{\parallel}}{p_0} = 2 \cdot 10^{-4}$, показатель преломления газовой среды $n = 1,0054$, $\theta = 1,63 \cdot 10^{-2}$ рад, длина усиливаемой волны $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$, напряженность постоянного магнитного поля $H_0 = 100 \text{ кГс}$. На рис. приведена зависимость коэффициента усиления от поперечного размера усиливаемого пучка света d .



Если $d = 0,5 \text{ см}$, то $\Gamma_1 = 0,1 \text{ см}^{-1}$. При уменьшении d до $0,03 \text{ см}$ коэффициент усиления $\Gamma_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, т. е. уменьшается на два порядка.

Автор выражает благодарность Оганесяну С. Г. за обсуждение материалов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 538 (1981).
2. Walsh J. E. and Murphy J. B. IEEE J. of Quant. Electr. QE-18, 1259 (1982).
3. Wang D. Y. et al. IEEE J. of Quant. Electr. QE-19, 389 (1983).
4. Oganessian S. G. and Sargsyan N. H.—EQEC' 88. Europ. Conf. of Quant. Electr. Hannover—FRG. 1988, sept. 12—15. Advance program p. 36.

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓԼԶՄԱ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՄԸ
ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ն. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Էլեկտրոնային փնջի կենտրոնական առանցքին ղուգահեռ ուղղված հաստատուն մագնիսական դաշտում ստացված է արտահայտություն շերենկովյան լազերի ուժեղացման գործակցի համար, հաշվի առնելով լույսային փնջի տարածական չափերը: Յույց է տրված, որ լույսային փնջի անկյունային տարամիտումը ուժեղ ազդեցություն է ունենում ուժեղացման երեւելի վրա:

AMPLIFICATION OF A SPATIALLY-LIMITED LIGHT BEAM
BASED ON THE STIMULATED CHERENKOV EFFECT

N. H. SARGSYAN

The gain factor of a Cherenkov laser allowing for the three-dimensional size of the beam of light in a constant magnetic field directed parallel to the central axis of an electron beam is obtained. The angular divergence of the beam of light is shown to have strong influence on the process of amplification.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 153—157 (1990).

УДК 535:621.373

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ И УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Л. АКОПЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

Рассмотрено образование ударных волн огибающей импульса с учетом поляризации. Приведены результаты исследования взаимодействия линейных составляющих поля в резонансной среде.

При распространении электромагнитного излучения через резонансную среду наряду с другими нелинейными явлениями происходит образование ударных волн огибающей импульса. Это явление возникает в результате зависимости групповой скорости распространения импульса от интенсивности волны. Теоретически это впервые было предсказано в работе [1]. Экспериментальному исследованию этого явления посвящены работы [2, 3]. Во всех указанных работах рассмотрен скалярный случай. Представляет интерес выяснить к чему приводит поляризация волны. Этому вопросу посвящена работа [4], где подробно рассматривалось взаимодействие круговых составляющих поля в режиме ударного распространения.

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓԼԶՄԱ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՄԸ
ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ն. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Էլեկտրոնային փնջի կենտրոնական առանցքին ղուգահեռ ուղղված հաստատուն մագնիսական դաշտում ստացված է արտահայտություն շերենկովյան լազերի ուժեղացման գործակցի համար, հաշվի առնելով լույսային փնջի տարածական չափերը: Յույց է տրված, որ լույսային փնջի անկյունային տարամիտումը ուժեղ ազդեցություն է ունենում ուժեղացման երեւույթի վրա:

AMPLIFICATION OF A SPATIALLY-LIMITED LIGHT BEAM
BASED ON THE STIMULATED CHERENKOV EFFECT

N. H. SARGSYAN

The gain factor of a Cherenkov laser allowing for the three-dimensional size of the beam of light in a constant magnetic field directed parallel to the central axis of an electron beam is obtained. The angular divergence of the beam of light is shown to have strong influence on the process of amplification.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 153—157 (1990).

УДК 535:621.373

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ И УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Л. АКОПЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

Рассмотрено образование ударных волн огибающей импульса с учетом поляризации. Приведены результаты исследования взаимодействия линейных составляющих поля в резонансной среде.

При распространении электромагнитного излучения через резонансную среду наряду с другими нелинейными явлениями происходит образование ударных волн огибающей импульса. Это явление возникает в результате зависимости групповой скорости распространения импульса от интенсивности волны. Теоретически это впервые было предсказано в работе [1]. Экспериментальному исследованию этого явления посвящены работы [2, 3]. Во всех указанных работах рассмотрен скалярный случай. Представляет интерес выяснить к чему приводит поляризация волны. Этому вопросу посвящена работа [4], где подробно рассматривалось взаимодействие круговых составляющих поля в режиме ударного распространения.

В данной работе рассмотрена аналогичная задача для линейных составляющих поля.

Исходная система уравнений для линейных составляющих поля в случае перехода $j_1 \rightarrow j_2$ следующая:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_x}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \xi_x}{\partial t} = & -iQ\xi_x + i\frac{\varepsilon}{3} [a(|\xi_x|^2 + 2\xi_x|\xi_y|^2 - \\ & - \xi_x^* \xi_y^2) + 2b(\xi_x|\xi_x|^2 + \xi_x^* \xi_y^2)] - \frac{Q}{\varepsilon} \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \\ & + \left[a(|\xi_x|^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + |\xi_y|^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \xi_x \xi_y^* \frac{\partial \xi_y}{\partial t} - \xi_x^* \xi_y \frac{\partial \xi_y}{\partial t}) + \right. \\ & \left. + 2b \left(|\xi_x|^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \xi_x^* \xi_y \frac{\partial \xi_y}{\partial t} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_y}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \xi_y}{\partial t} = & -iQ\xi_y + i\frac{\varepsilon}{3} [a(\xi_y|\xi_y|^2 + 2\xi_y|\xi_x|^2 - \\ & - \xi_y^* \xi_x^2) + 2b(\xi_y|\xi_y|^2 + \xi_y^* \xi_x^2)] - \frac{Q}{\varepsilon} \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \\ & + \left[a(|\xi_y|^2 \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + |\xi_x|^2 \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \xi_y \xi_x^* \frac{\partial \xi_x}{\partial t} - \xi_y^* \xi_x \frac{\partial \xi_x}{\partial t}) + \right. \\ & \left. + 2b \left(|\xi_y|^2 \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \xi_y^* \xi_x \frac{\partial \xi_x}{\partial t} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\xi_{x,y} = \frac{d E_{x,y}}{2\hbar\varepsilon}, \quad Q = \frac{2\pi N\omega |d|^2}{3(2j_1+1)\hbar\varepsilon c},$$

где N — плотность атомов, ε — расстройка резонанса, d — приведенный матричный элемент дипольного перехода

$$\begin{aligned} a = \frac{6}{5} \frac{Q}{\varepsilon(2j_1+1)} & \left[\frac{4j_1^2+4j_1+2}{j_1(j_1+1)} \delta_{j_1/2} + \frac{12j_1^2-2}{j_1(2j_1-1)} \delta_{j_2/j_1-1} + \right. \\ & \left. + \frac{12j_1^2+24j_1+10}{(2j_1+3)(j_1+1)} \delta_{j_2/j_1+1} \right], \\ b = \frac{6}{5} \frac{Q}{\varepsilon(2j_1+1)} & \left[\frac{4j_1^2+4j_1-3}{j_1(j_1+1)} \delta_{j_1/2} + \frac{2j_1^2+3}{j_1(2j_1-1)} \delta_{j_2/j_1-1} + \right. \\ & \left. + \frac{2j_1^2+4j_1+5}{(j_1+1)(2j_1+3)} \delta_{j_2/j_1+1} \right]. \end{aligned}$$

Уравнения (1, 2) получены в кубическом приближении при адиабатическом распространении импульса.

В общем случае уравнения (1,2) учитывают одновременно и параметрические и ударные эффекты. К сожалению, нам не удалось проанализировать их в таком общем виде, поэтому мы рассмотрели два предельных

случая: параметрические эффекты без учета ударных волн и образование ударных волн без учета их параметрического взаимодействия.

В первом случае система уравнений (1,2) упрощается и принимает вид:

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial z} + \left(\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \xi_x}{\partial t} = -iQ \left[1 - \frac{\varepsilon}{3Q} (a + 2b) |\xi_x|^2 \right] \xi_x, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \xi_y}{\partial z} + \left(\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \xi_y}{\partial t} = -iQ \left(1 - \frac{2\varepsilon}{3Q} a |\xi_x|^2 \right) \xi_y - i \frac{\varepsilon}{3} (a - 2b) \times \xi_y^* \xi_x^2. \quad (4)$$

Здесь мы предполагаем составляющую поля ξ_x сильной, а ξ_y — слабой, поэтому система линеаризована по полю. Отметим, что параметрическое четырехфотонное взаимодействие, описываемое уравнениями (3, 4) имеет место только для линейной поляризации (см. рис. 1) и отсутствует для волн круговой поляризации (см. рис. 2).

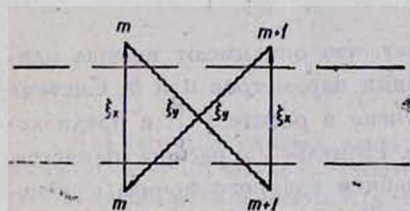


Рис. 1.

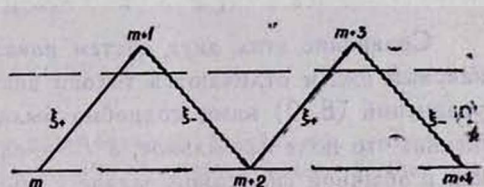


Рис. 2.

Как видно из рис. 1, в случае линейной поляризации, параметрическое взаимодействие начинается и заканчивается на одном и том же подуровне в то время, как для круговых компонент процесс начинается на одном подуровне, а заканчивается на другом (рис. 2). И поскольку мы в задаче предполагаем, что состояния магнитных подуровней некогерентны, то в случае круговой поляризации матричный элемент параметрического взаимодействия обращается в нуль.

Решение системы уравнений (3, 4) имеет вид:

$$\xi_x = \xi_x(0; \tau) \exp \left\{ -iQ \left[1 - \frac{\varepsilon}{3Q} (a + 2b) |\xi_x|^2 \right] \eta \right\},$$

$$\xi_y = [\xi_y(0; \tau) + iQ\eta(a - b)(f(\tau)^2 \xi_y(0; \tau) - f^2(\tau) \xi_y^*(0; \tau))] \times \exp \{ -iQ[1 - (a + b)|f(\tau)|^2] \eta \}, \quad (5)$$

$$\tau = t - \frac{z}{\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon}}, \quad \eta = z.$$

Как видно, экспоненциальное усиление ξ_y отсутствует. Это связано с тем, что волны ξ_x и ξ_y имеют одну и ту же частоту, которая является граничной частотой для области синхронизма. Но тем не менее, как показывает формула (5), происходит линейный, в зависимости от расстояния, рост поля ξ_y , что нетрудно обнаружить в эксперименте.

Теперь рассмотрим ударные эффекты без учета их параметрического взаимодействия. В этом случае из уравнений (1,2) можно получить следующую систему уравнений для безразмерных интенсивностей $J_{x,y}$:

$$J_{x,y} = |\xi_{x,y}|^2,$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - (a+2b)J_x \right] \frac{\partial J_x}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - aJ_x \right] \frac{\partial J_y}{\partial t} = aJ_y \frac{\partial J_x}{\partial t}. \quad (7)$$

Сравним систему уравнений (6,7) с аналогичными уравнениями для круговых компонент поля

$$\frac{\partial J_+}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - aJ_+ \right] \frac{\partial J_+}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial J_-}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - bJ_+ \right] \frac{\partial J_-}{\partial t} = bJ_- \frac{\partial J_+}{\partial t}. \quad (9)$$

Сравнение этих двух систем показывает, что они имеют внешне одинаковый вид и отличаются только значениями параметров a и b . Система уравнений (8, 9) нами подробно была изучена в работе [4], в предположении, что поле J_+ сильное, а J_- — слабое. Импульс J_+ распространяется, как в обычной скалярной задаче с образованием ударного фронта огибающей. Импульс J_- испытывает, в случае $a < 2b$, ударное усиление и сокращение.

Например, если на входе в среду $J_+(t; 0) = \mu J_-(t; 0) = A e^{-\frac{|t|}{T}}$,

то на переднем и заднем фронтах импульса имеем:

$$t = \left(\frac{1}{V} - aJ_+ \right) z \pm T \ln \frac{J_+}{A},$$

$$J_- = \frac{1}{\mu} J_+ \left(1 \mp \frac{b}{T} J_+ z \right) \frac{a - 2b}{b}. \quad (10)$$

Здесь $\mu \ll 1$ постоянная величина.

Как видно из (10), в случае $a < 2b$, J_- усиливается и сокращается по длительности.

Эффект особенно значителен при $b=a$, когда длительность стремится к нулю, а усиление становится бесконечно большим. Условие $a < 2b$ удовлетворяется при $j_1 = j_2 > 1$.

В случае линейной поляризации картина аналогична, однако усиление имеет место уже при $a > 2b$, что возможно в случаях: $j_1 = j_2 + 1$ для $j_1 > 1$; $j_1 = j_2 - 1$ при всех j_1 ; $j_1 = j_2$ для $j_1 < 1$.

Таким образом, для тех значений момента количества движения, когда ударное усиление отсутствует для волн круговой поляризации, оно имеет место для волн линейной поляризации. Этот результат является важным, поскольку показывает, что для любых значений моментов J_1, J_2 , подбором соответствующей поляризации, можно достичь ударного усиления и укорочения импульса.

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
2. Grischkowsky D. 7, 2096 (1973)
3. Grischkowsky D., Courents E., Armstrong I. A. 31, 422 (1973)
4. Арутюнян В. М., Акопян А. Л., Канеуян Э. Г. Оптика и спектроскопия, 67, 222 (1989).

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԵՎ
ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Լ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Քննարկված է հարվածային ալիքների ստեղծումը իմպուլսի պարուրից, հաշվի առնելով քանդակումը: Բերված են ռեզոնանսի պայմաններում դաշտի զծային զարժակիցների փոխազդեցության հետազոտության արդյունքները:

PARAMETRIC AND SHOCK INTERACTION OF POLARIZED
PULSES

A. L. HAKOPYAN

The formation of shock waves of the pulse envelope taking into account the polarization of the waves is considered. The results of an investigation of the interaction of linear field components in a resonant medium are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 163—165 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПРИМЕСНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА ЦИНКОВОЙ ОБМАНКИ

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт

А. Э. ЕНОКЯН

Армянский педагогический институт

Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

В статье теоретически исследован спектр межпримесного двухфотонного поглощения в полупроводниках типа цинковой обманки. Основной вклад в поглощение дают переходы через возбужденные состояния примесей и через зону проводимости (валентную зону), при этом области частот, где преобладает каждый из этих механизмов, различные.

В твердых телах двухфотонное поглощение наиболее полно теоретически и экспериментально изучено в полупроводниках типа цинковой обманки [1—3]. В легированных полупроводниках двухфотонные процессы, обусловленные переходами примесь-зона, рассмотрены в [4, 5].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию двухфо-

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
2. Grischkowsky D. 7, 2096 (1973)
3. Grischkowsky D., Courents E., Armstrong I. A. 31, 422 (1973)
4. Арутюнян В. М., Акопян А. Л., Канеуян Э. Г. Оптика и спектроскопия, 67, 222 (1989).

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԵՎ
ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Լ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Քննարկված է հարվածային ալիքների ստեղծումը իմպուլսի պարուրից, հաշվի առնելով քանդակումը: Բերված են ռեզոնանսի պայմաններում դաշտի զծային զարժակիցների փոխազդեցության հետազոտության արդյունքները:

PARAMETRIC AND SHOCK INTERACTION OF POLARIZED
PULSES

A. L. HAKOPYAN

The formation of shock waves of the pulse envelope taking into account the polarization of the waves is considered. The results of an investigation of the interaction of linear field components in a resonant medium are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 163—165 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПРИМЕСНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА ЦИНКОВОЙ ОБМАНКИ

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт

А. Э. ЕНОКЯН

Армянский педагогический институт

Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

В статье теоретически исследован спектр межпримесного двухфотонного поглощения в полупроводниках типа цинковой обманки. Основной вклад в поглощение дают переходы через возбужденные состояния примесей и через зону проводимости (валентную зону), при этом области частот, где преобладает каждый из этих механизмов, различные.

В твердых телах двухфотонное поглощение наиболее полно теоретически и экспериментально изучено в полупроводниках типа цинковой обманки [1—3]. В легированных полупроводниках двухфотонные процессы, обусловленные переходами примесь-зона, рассмотрены в [4, 5].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию двухфо-

тонного межпримесного поглощения в прямозонных полупроводниках типа цинковой обманки. Рассмотрено поглощение слабого сигнала с частотой ω_2 в присутствии сильного поля с частотой ω_1 . Наличие сильного поля создает возможность для реального измерения коэффициента поглощения. При этом его частота ω_1 удовлетворяет условию

$$2\hbar\omega_1 < E_g - E_D - E_A \equiv E_0,$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, E_D и E_A — энергии активации доноров и акцепторов, соответственно. Условие (1) исключает межпримесные переходы с поглощением двух квантов сильного поля. Полупроводник предполагается слабелегированным, некомпонированным. Для определенности принято, что $n_D \ll n_A \lesssim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, где n_D и n_A — концентрации доноров и акцепторов.

В качестве промежуточных состояний, через которые осуществляются двухфотонные переходы, нами рассматриваются зона проводимости (валентные зоны) и возбужденные состояния примесей. В последнем случае основной вклад в коэффициент поглощения дают лишь разрешенные переходы из основного в возбужденные состояния примесных атомов, в результате которого двухквантовый переход акцептор-донор является «разрешенно-«разрешенным». Переход через зону проводимости хотя и «разрешенно-«запрещенный», однако, как будет показано ниже, он дает значительный вклад в коэффициент поглощения, а для больших межпримесных расстояний является доминирующим механизмом. То же самое имеет место и для переходов через валентные зоны.

Как показано в [3], переходы через другие зоны маловероятны из-за большого энергетического расстояния. Переходы через экситонные уровни для области частот, рассматриваемых в нашей задаче незначительны, ввиду их резонансного характера [2, 6]. Переходы через третью примесь не вносят существенного вклада в вероятность перехода из-за определенных выше значений концентрации примесей (интегралы перекрытия, входящие в выражение для вероятности, будут малы).

При двухфотонном поглощении для вероятности перехода электрона с данного акцептора на данный донор во втором порядке теории возмущений имеем:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_m \left[\frac{|M_{Am}(\omega_1)|^2 |M_{mD}(\omega_2)|^2}{(E_m - E_A - \hbar\omega_1)^2} + w(\omega_2) \right] \times \\ \times \delta(E_0 - \hbar(\omega_1 + \omega_2) + \frac{e^2}{\chi R}). \quad (2)$$

Здесь $M_{Am}(\omega_1)$ — матричный элемент оператора импульса для перехода электрона с акцептора на промежуточный уровень в поле с частотой ω_1 , $M_{mD}(\omega_2)$ — с промежуточного состояния на донор в поле с частотой ω_2 , E_m — энергия промежуточного состояния. Второе слагаемое в (2) отличается от первого взаимной заменой $\omega_1 \rightleftharpoons \omega_2$. Член $e^2/\chi R$ (χ — диэлектрическая проницаемость, R — межпримесное рас-

$\frac{\hbar}{2\pi}$ обозначено через $\hbar$.

тояние) возникает в аргументе δ — функции вследствие перераспределения зарядов на примесях из-за электронных переходов [7].

Для вычисления вероятности перехода через зону проводимости волновые функции мелких примесей представим в виде:

$$\varphi_A = \sqrt{V} U_{v_0}(r) \varphi_A^0(r), \quad \psi_D = \sqrt{V} U_{c_0}(\mathbf{R}-r) \varphi_D^0(|\mathbf{R}-r|), \quad (3)$$

где u_{c_0} и u_{v_0} — блоховские функции зоны проводимости и валентной зоны при $k=0$, а φ_D^0 и φ_A^0 — водородоподобные волновые функции основных состояний донора и акцептора, соответственно. Тогда матричный элемент перехода акцептор—зона проводимости в поле линейно поляризованной волны $\mathbf{A} = A_0 \mathbf{e} \exp[i(\mathbf{k}'r - \omega t)]$ будет иметь вид [8]

$$M_{Ac} = \frac{8\pi^{1/2} e A_0 (e p_{cv}(0))}{V^{1/2} m c a_A^{5/2} (a_A^{-2} + k^2)^2}. \quad (4)$$

Соответственно, для матричного элемента «запрещенного» перехода зона проводимости — донор можно получить следующее выражение

$$M_{cD} = \frac{8\pi^{1/2} e A_0 \hbar (e \mathbf{k})}{V^{1/2} m c a_D^{5/2} (a_D^{-2} + k^2)^2}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{e}$ — вектор поляризации поля, a_D и a_A — боровские радиусы донора и акцептора, соответственно, $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона проводимости. Далее везде примем $V = 1 \text{ см}^3$.

Учитывая, что для широкого класса полупроводников $\lambda = a_A/a_D \ll 1$, и подставляя (4) и (5) в (2), после интегрирования по состояниям зоны проводимости для первого слагаемого получим:

$$W_1 = \frac{2^8 \pi^2 (A_{01} A_{02})^2 p_{cv}^2(0) a_A^3 \hbar}{3 a_D^2 (E_D - E_A - \hbar \omega_1)^2} \left(\frac{e}{m c} \right)^4 \times \\ \times \left[1 - 5 \left(\lambda^2 + \frac{\hbar^2}{2 m c a_D^2 (E_D - E_A - \hbar \omega_1)} \right) \right] J(\theta), \quad (6)$$

где m — масса свободного электрона, а m_c — эффективная масса зоны проводимости, A_{01} и A_{02} , соответственно, амплитуды волн с частотами ω_1 и ω_2 . Расчет угловой зависимости вероятности двухфотонного перехода $J(\theta)$ (θ — угол между направлениями $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$) для изотропных полупроводников в предположении, что $\mathbf{p}_{cv}$ направлен по $\mathbf{k}$ [1] приводит к следующему результату

$$J(\theta) = \frac{4\pi}{15} (1 + 2 \cos^2 \theta). \quad (7)$$

Если в качестве промежуточных состояний рассмотреть валентные зоны, то все вышеприведенные выкладки остаются в силе. Надо лишь в (7) заметить E_A на E_D и m_c на m_{v1} или m_{v2} в зависимости от того, какая из валентных зон рассматривается.

При вычислении матричного элемента переходов через возбужденные состояния акцепторов представим волновые функции основного и возбужденного состояний акцепторов в виде:

$$\psi_{A0} = \frac{a_A^{-3/2}}{\sqrt{\pi}} R_{10} \left(\frac{2}{a_A} \right) u_{v0}(r), \quad (8)$$

$$\psi_{An} = a_A^{-3/2} R_{nl} \left(\frac{2}{a_A} \right) Y_{lm}(\vartheta, \varphi) u_{vn}(r),$$

где $R_{nl}(r)$ — радиальная, а $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ — угловая часть волновой функции водородоподобного атома, n, l, m — главное, орбитальное и магнитное квантовые числа, соответственно. Пользуясь известным выражением водородоподобной волновой функции, а также правилами отбора дипольных переходов ($\Delta l = \pm 1, \Delta m = 0$), для матричного элемента перехода из состояния ψ_{A0} в состояние ψ_{An} получим:

$$|M_{A,0n}|^2 = \frac{2^8 n^3 (n-1)^{2n-3}}{(n+1)^{2n+3}} \left(\frac{a_A e A_0 E_A}{\hbar c} \right)^2. \quad (9)$$

Выражение для матричного элемента перехода с возбужденного состояния акцептора на донор существенно зависит от n -главного квантового числа акцепторного уровня. Как показывают расчеты, решающее значение имеют те n , для которых $|1/n - 1| \ll a_A/R$. При таких n для матричного элемента получим:

$$M_{DA_n} = 72 \frac{a_A e A_0 E_A}{\hbar c} e^{-\frac{R}{a_D}} \left(\frac{2}{n} \right)^{n-4} \left(\frac{R}{a_A} \right)^{n+2} (n^2 - 1). \quad (10)$$

Окончательно, для межпримесного двухфотонного перехода через возбужденные состояния акцептора для первого слагаемого формулы (2) будем иметь:

$$W_2 = \frac{2^{12} 3^4 \pi}{\hbar} \left(\frac{a_A e}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{A_{01} A_{02} E_A E_A}{\hbar^2 \omega_1 m} \right)^2 e^{-\frac{2R}{a_D}} \times \\ \times \sum_n \left(\frac{2}{n} \right)^{2n-5} \left(\frac{R}{a_A} \right)^{2n+4} \frac{(n-1)^{2n-1}}{(n+1)^{2n+1}}. \quad (11)$$

При получении этого выражения мы пренебрегли членом E_A/n^2 по отношению к $\hbar \omega_1$ и естественным уширением примесных уровней. Следует отметить, что вероятность W_2 в модели изотропных параболических зон не зависит от угла между e_1 и e_2 . Суммирование в (11) ведется по всем промежуточным состояниям, удовлетворяющим вышеуказанному условию.

При рассмотрении переходов через донорные возбужденные состояния надо в (11) заменить a_D на a_A , a_A на a_D и λ на $1/\lambda$.

Для вычисления реально измеримого коэффициента поглощения надо W_1 и W_2 усреднять по начальным и просуммировать по конечным состояниям электронов.

При усреднении вероятности перехода W_2 через возбужденные примесные состояния применяется приближение ближайшего соседа [9], что

справедливо в случае некомпенсированного слаболегированного полупроводника. В этом приближении вероятность нахождения ближайшего к донору акцептора в пределах R ; $R+dR$ равна

$$w(R) dR = 4\pi n_A R^2 e^{-\frac{4}{3}\pi n_A R^3} dR. \quad (12)$$

Как видно из выражения (2), данную частоту ω_2 будут поглощать лишь те примесные пары, для которых

$$R_0 = \frac{e^2}{\chi[E_0 - h(\omega_1 + \omega_2)]}. \quad (13)$$

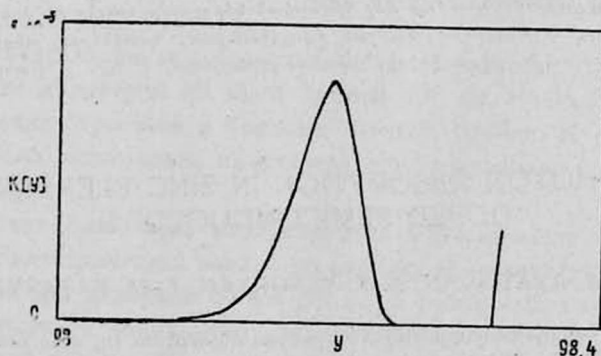
Для полной вероятности перехода через возбужденные состояния примесей получается следующее выражение

$$W'' = 4\pi n_A n_D W_2(R_0) R_0^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\pi n_A R_0^3\right). \quad (14)$$

В случае переходов через зоны из-за того, что промежуточное состояние делокализованное, составной матричный элемент (7) не содержит межпримесное расстояние R . Полная вероятность перехода в этом случае будет

$$W' = \frac{4\pi}{3} R_0^3 n_A n_D W_1. \quad (15)$$

Как видно из выражения для W' и W'' , в каждом из рассмотренных механизмов максимальное значение коэффициента поглощения приходится на разные частоты. Для переходов через зоны пик поглощения достигается, когда $R \rightarrow \infty$, т. е. когда $h(\omega_1 + \omega_2) = E_0$. Для переходов же через примесные возбужденные состояния эта частота будет в интервале $E_g - E_A - h\omega_1$; $E_g - E_A - E_D - h\omega_1$. Конкретное место пика зависит от параметров полупроводника. Например, для $CdTe$ при концентрациях $n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n_D = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ $\omega_{2\max} = (1/h) \cdot (E_0 - h\omega_1 + e^2/6\chi\alpha_D)$. Примерное поведение суммарного коэффициента поглощения дано на графике.



Частотная зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от ω_2 $y = (E_0 - h\omega_1 - h\omega_2)/E_D$; для $CdTe$ при $E = 10^5 \text{ В/см}$, $h\omega_1 = E_0/3$, $n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Следует сказать, что рассмотренная задача качественно отличается от двухфотонного перехода в экситонное состояние [6]. В рассмотренном случае переходы осуществляют электроны, связанные на примесях, а в случае экситонного конечного состояния электрон и дырка связаны между собой, и этот комплекс не локализован в кристалле.

Отметим, что коэффициент однофотонного поглощения на данных частотах незначителен [10].

Измерением положения и высоты пиков коэффициента поглощения можно получить необходимую информацию о многих важных характеристиках материалов. В частности, изменением концентрации можно регулировать среднее междоимесное расстояние, и, следовательно, расположение первого пика. Учитывая это, можно измерить концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pidgeon C. R. et al.* Phys. Rev. Lett., 42, 1785 (1979).
2. *Беспалов М. С. и др.* ЖЭТФ, 55, 144 (1968).
3. *Vatdy Nathan et al.* J. Opt. Soc. Am., B2, 294 (1985).
4. *Пономаренко Б. Н.* Сб. Квантовая электроника, Киев, 1968.
5. *Kleinman D. A.* Phys. Rev., 125, 87 (1962).
6. *Бобрышева А. И., Москаленко С. А., Шмиллюк М. И.* ФТП, 1, 1469 (1967).
7. *Williams F.* Phys. Stat. Sol., 25, 493 (1968).
8. *Dumke W. P.* Phys. Rev., 132, 1598 (1963).
9. *Döhler G. M.* Phys. Stat. Sol. (b), 45, 70, (1971).
10. *Еномян А. Э.* Тезисы докладов XIII всесоюзного совещания по теории полупроводников, Ереван, 1967.

ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՑԻՆԿԻ ԽԱՐՈՒԿԻ ՏԻՊԻ ԽԱՆՈՒՐԴԱՑԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ԵՆՈԿՅԱՆ, Է. Մ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն քննարկված է երկֆոտոն միջխառնորդային կլանումը ցինկի խառուկի տիպի կիսահաղորդիչներում: Կլանման մեջ հիմնական ներդրումը տալիս են խառնուրդների գրգռված վիճակներով և հաղորդականության (վալենտական) գոտիներով անցումները, ընդունում, հաճախության այն տիրույթները, որտեղ գերակշռում է այս մեխանիզմներից որևէ մեկը, տարրեր են:

TWO-PHOTON ABSORPTION IN ZINC BLENDE TYPE DOPED SEMICONDUCTORS

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

The spectrum of interimpurity two-photon absorption in zinc blende type semiconductors has been investigated theoretically. The main contribution to the absorption is due to transitions through the excited states of impurities and through the conductivity band (valence band), meanwhile the frequency ranges where each of these mechanism dominates are different.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РАСШНУРОВАНИЕ КОНТРАГИРОВАННОГО
РАЗРЯДА ЗВУКОМ

А. Р. МКРТЧЯН, А. Р. АРАМЯН, Г. А. ГАЛЕЧЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 ноября 1989 г.)

В работе получено, что под влиянием звуковой волны интенсивностью 80 дБ, направленной вдоль газового разряда, происходит расконтрагирование шнурованного положительного столба.

Известно, что повышение давления газа в разряде при постоянном токе или увеличение разрядного тока при неизменном давлении приводит к сжатию положительного столба в тонкий, яркий шнур. При этом происходит рост температуры газа на оси разряда и изменение формы распределения концентрации электронов столба с параболической на колоколообразную [1, 2]. Получение неконтрагированного однородного разряда при повышенных давлениях газа является ключевой проблемой при создании газоразрядных лазеров высокого давления, так как это позволяет поднимать выходную мощность оптического генератора, не увеличивая его габаритов. К настоящему времени разработан ряд способов, благодаря которым получены однородные газовые разряды при высоких давлениях [3, 4]. Одним из основных методов расконтрагирования разряда при больших давлениях является высокоскоростная прокачка газа через разрядную камеру, в которой в результате турбулентного перемешивания образуется однородный стационарный разряд при высоких давлениях [5, 6].

В данной работе будет описан новый способ расшнурования контрагированного разряда звуковыми волнами, направленными вдоль положительного столба газового разряда.

Экспериментальные исследования были выполнены в кварцевой разрядной трубке диаметром 60 мм и длиной 100 см. Электроды были прикреплены в виде отростков к боковым стенкам трубки. К одному из торцов трубки был прикреплен излучатель звуковых волн, к противоположному—микрофон.

На рисунке приведены распределения относительного тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу положительного столба разряда в аргоне при давлении 60 мм рт. ст. и разрядном токе 50 мА. Кривая 1 соответствует радиальному распределению зондового тока в отсутствии звуковой волны. Диаметр видимой границы контрагированного положительного столба был равен ~ 2 см. Кривая 2 получена при наличии стоячей звуковой волны интенсивностью 80 дБ, частотой 190 Гц, половина длины волны которой равна длине трубки. Из представленных профи-

лей распределения зондового тока по радиусу положительного столба видно, что при включении звуковой волны диаметр разряда увеличивается примерно в два раза.

Процесс расконтрагирования плазменного столба газового разряда звуковыми волнами происходит только при резонансных условиях, т. е. когда в трубке образуются стоячие волны.

Проанализируем возможные механизмы, приводящие к расконтрагированию положительного столба газового разряда звуковыми волнами. В

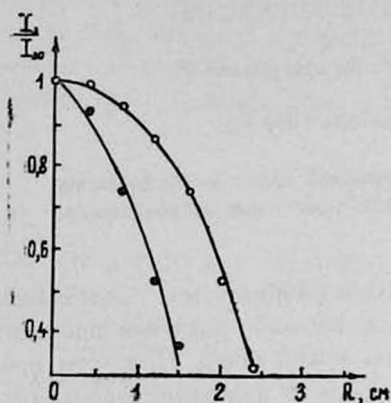


Рис. Распределение относительного тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу положительного столба разряда в аргоне при давлении 60 мм рт. ст. и разрядном токе 50 мА в трубке с внутренним диаметром 60 мм. Кривая 1 в отсутствие звуковой волны, кривая 2 при наличии звука с интенсивностью 80 дБ.

настоящее время видятся три таких механизма. Первый из них описан в работе [7]. Вследствие того, что в цилиндрической разрядной трубке при распространении по ней звуковой волны действует радиальная мода волны, по радиусу разряда образуется поток нейтральных частиц. Этот поток отводит к стенке часть тепла, выделяемого током в разряде, и вызывает уменьшение радиального градиента температуры газа. Последнее обстоятельство приводит к более равномерному распределению плотности газа и частоты ионизации по радиусу разряда и способствует увеличению диаметра положительного столба.

Второй механизм заключается в том, что при наличии стоячей волны в разряде, направленной вдоль положительного столба, между уплотненными и разреженными слоями плазмы будут возникать продольные потоки атомов и молекул, направление которых будет меняться с изменением фазы волны. Эти продольные потоки нейтральных частиц будут вызывать дополнительный отвод тепла от оси разряда к стенке и приводить к расширению разряда. Величина продольного потока нейтралов по радиусу разряда будет переменна, т. е. на оси ее значение будет наибольшей, а на стенке трубки равна нулю. Скорость потока на оси трубки будет функцией интенсивности звука. С ростом силы звука величина потока нейтральных частиц на оси будет возрастать и при определенной интенсивности градиент скорости газа у стенки трубки достигнет такого значения, что произойдет разрыв пограничного слоя и продольный поток газа из ламинарной формы перейдет в турбулентную. В разряде будет происходить турбулентное перемешивание газа, которое вызовет расшнурование контрагированного столба. В этом заключается третий механизм. Следует отметить, что при визуальном наблюдении за разрядом в процессе эксперименталь-

ного исследования при больших интенсивностях звука (~ 80 дБ) положительный столб под действием звуковых волн начинает пульсировать, изгибаться, т. е. в разряде возникают турбулентные пульсации и наступает расширение шнура [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Галечян Г. А. В кн. Химия плазмы. Вып. 7. Под ред. Б. М. Смирнова. Атомиздат, М., с. 218, 1980.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Изд. Наука, М., 1971.
3. Галечян Г. А., Петросян С. И. ЖПМТФ, № 6, с. 9 (1975).
4. Demaria A. J. Proc. IEEE, 61, 731 (1973).
5. Галечян Г. А., Петросян С. И. ТВТ. 14, 931 (1976).
6. Галечян Г. А. В кн. Химия плазмы. Вып. 10. Под ред. Б. М. Смирнова. Энергоатомиздат, М., с. 73, 1983.
7. Галечян Г. А., Тавакалян Л. Б., Антинян Н. А. Тез. докл. Всесоюзного науч. сем. «Взаимодействие акустических волн с плазмой», Ереван, с. 65, 1989.

ՍԵՂՄ ՊԱՐՊՄԱՆ ԱՊԱՔՈՒՂԱՑՈՒՄԸ ՁԱՅՆՈՎ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա. Ռ. ԱՐԱՄՅԱՆ, Գ. Ա. ԳԱԼԵՉՅԱՆ

Աշխատանքում ստացված է, որ 80 դԲ ինտենսիվությամբ զազալին պարպման երկայնքով տարածվող ձայնային ալիքը առաջացնում է սեղմված դրական սյան ապաքուղացում:

DISCHARGE DECONTRACTION BY THE SOUND WAVE

A. R. MKRTCHYAN A. R. ARAMYAN, G. A. GALECHYAN

The contracted positive column of the glow discharge is shown to be decontracted under the influence of a sound wave, whose intensity is 80 dB and which is directed along the gas discharge.

УДК 548.732

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯЦИИ ДИФРАГИРОВАННОГО В ГЕОМЕТРИИ БРЭГГА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СВЧ ПОЛЯ

Л. А. КОЧАРЯН, А. И. СОГОМОНЯН, Х. С. МЕГРАБЯН,
Р. А. ГАСПАРЯН, Р. Р. СУКИАСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 11 ноября 1989 г.)

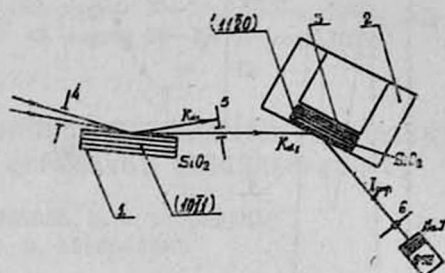
Исследовано влияние сверхвысокочастотного (СВЧ) поля на дифракцию рентгеновского излучения в монокристалле кварца в геометрии Брэгга. Показано, что с приложением СВЧ поля относительная интенсивность дифрагированного рентгеновского излучения заметно уменьшается.

Возбуждение в монокристалле объемных и поверхностных акустических полей ультразвуковых частот приводит к изменению дифракционной картины рентгеновского излучения [1—9]: увеличению интенсивности дифрагированного излучения вплоть до насыщения (явление полной переброски) [1], временные осцилляции интенсивности дифрагированного излучения по закону низкочастотных акустических колебаний, модулирующих высокочастотные акустические колебания [2, 3], изменение направления потока дифрагированной электромагнитной энергии в монокристалле [4]. Теоретические объяснения этим явлениям даны в [5]. Однако влияние на процесс дифракции рентгеновского излучения сверхвысокочастотных (СВЧ) полей изучено недостаточно. Первое сообщение о таком воздействии было в работах [8, 9], в которых впервые исследовано влияние СВЧ поля на интенсивность дифрагированного в геометрии Лауэ рентгеновского излучения.

В настоящей работе исследовано влияние СВЧ поля на дифракцию рентгеновского излучения в геометрии Брэгга. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. Исследования проводились на дифрактометре ДРОН-3М. В экспериментах в качестве отражателя рентгеновского излучения использована монокристаллическая пластинка кварца χ -среза диаметром $d=15$ мм и толщиной $t=0,5$ мм. Образец помещен в СВЧ поле с резонансной частотой $1,2$ ГГц в емкостном зазоре коаксиального резонатора. Источником рентгеновского излучения служила трубка с железным анодом. Коллимированный щелью $0,25$ мм монохроматический пучок рентгеновского излучения линии $Fe K\alpha_1$ направлялся на монокристалл кварца и дифрагировался в геометрии Брэгга на плоскости отражения $(11\bar{2}0)$. Энергетический анализ дифрагированного рентгеновского излучения проводился многоканальным анализатором NTA-1024 (работающим в режиме накопления), синхронизированным с помощью электронного ключа с работой импульсного генератора. СВЧ генератор питал резонатор пакетами (сериями) импульсов, заполненными СВЧ колебаниями для иск-

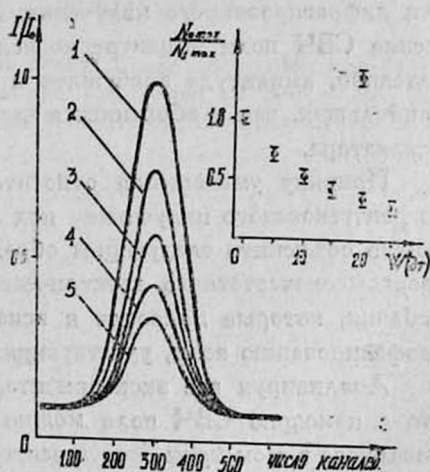
лучения нагрева образца. В качестве задающей части генератора служил синтезатор частоты, позволяющий подбирать частоту СВЧ генератора в пределах полосы пропускания коаксиального резонатора. Уровень возбуждения СВЧ резонатора контролировался на осциллографе. Во время экспериментов кристаллическая пластинка одной стороной жестко закреплялась к торцу центрального проводника коаксиального резонатора, в то время как другая сторона кристалла оставалась свободной, с целью обеспе-

Рис. 1. Геометрия эксперимента: 1—монокроматор; 2—резонатор; 3—образец; 4, 5, 6—щели.



чения благоприятного режима вынужденных гиперзвуковых колебаний. На рис. 2 приведен энергетический спектр дифрагированного рентгеновского излучения в зависимости от мощности СВЧ поля. Как видно из рисунка, относительная интенсивность дифрагированного рентгеновского излучения заметно уменьшается, в то время, как полуширина линии не зависит от мощности возбуждения СВЧ поля. На том же рисунке приведена зависимость интегральной интенсивности излучения от мощности возбуждения СВЧ резонатора.

Рис. 2. Энергетические спектры дифрагированного рентгеновского излучения K_{α_1} при разных значениях мощностей СВЧ полей: 1) 0; 2) 10; 3) 15; 4) 20; 5) 25 Вт.



Исследование угловой и пространственной зависимостей относительной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения показало, что с приложением СВЧ поля интенсивность дифрагированного рентгеновского излучения существенно уменьшалась, т. к. в резонаторе возбуждались большие плотности электромагнитного поля.

Для получения топограммы поверхности кристалла (рис. 3), коллимированный монохроматический рентгеновский пучок направлялся на образец под углом Брэгга, а резонатор с кристаллом сканировал по отношению к линии, параллельной тангенциальной составляющей компоненты падающего рентгеновского излучения, проходящего через центральную область кристалла, сохраняя, при этом, угол Брэгга.

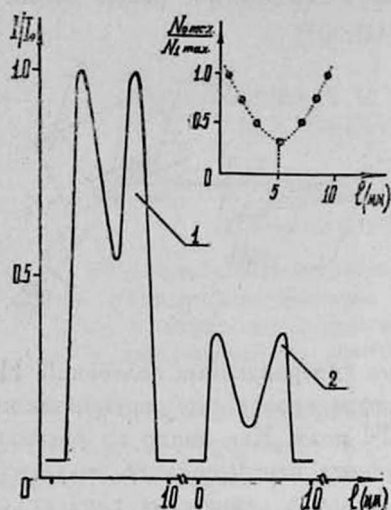


Рис. 3. Топограмма пластины кварца при отсутствии и наличии СВЧ поля: 1) 0; 2) 25 ВТ.

Из рисунка 3 видно, что влияние СВЧ поля на интенсивность дифрагированного рентгеновского излучения максимально в центральной части кристалла: в этой точке имеет место наибольшее уменьшение интенсивности дифрагированного излучения. Это свидетельствует о том, что напряжение СВЧ поля в центре коаксиального резонатора наивысшее, следовательно, амплитуда возбуждения высокочастотных колебаний там также наибольшая, чем и объясняется наличие минимума интенсивности в центре резонатора.

Причину уменьшения относительной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения под воздействием СВЧ поля, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Кристалл, под действием сильного сверхвысокочастотного электрического поля, совершает вынужденные колебания, которые приводят к искажению дисперсионных поверхностей и разфазированию волн, участвующих в создании дифрагированного пучка.

Анализируя все экспериментальные результаты приходим к выводу, что с помощью СВЧ поля можно модулировать интенсивность дифрагированного в геометрии Брэгга рентгеновского излучения.

Таким образом, влияние СВЧ поля, возбужденного в монокристалле кварца, приводит к уменьшению интенсивности дифрагированного в геометрии Брэгга рентгеновского излучения и при сканировании рентгеновского пучка на поверхности кристалла дает распределение СВЧ поля внутри коаксиального резонатора, что и позволяет использовать это влияние в прикладных задачах.

Авторы выражают благодарность А. Р. Мкртчяну за постановку задачи и полезные обсуждения.

1. Мкртчян А. Р. и др. Письма в ЖТФ, 9, 1181 (1983).
2. Кочарян Л. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 317 (1986).
3. Кочарян Л. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 323 (1986).
4. Кочарян Л. А. и др. Письма в ЖТФ, 14, 1915 (1988).
5. Gabrielyan R. G. and Aslanyan H. A. Phys. Stat. Sol. (a) 108, k. 85 (1988).
6. Мкртчян А. Р. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 320 (1986).
7. Ассян К. П., Энтин И. Р. ФТТ, 24, 2122 (1982).
8. Kocharyan L. A. et al. XII-ECM, v. 2, P. 62, august 20-29, Moscow, 1989.
9. Gasparyan R. A. et al. XII-ECM, v. 3, P. 45, august 20-29, Moscow, 1989.

ԳՐԶ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ ԲՐԷԳԻ ԵՐԿՐԱԶԱՓՈՒԹՅԱՄԲ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄՈՂՈՒԼՅԱՑԻԱՑԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա. Ի. ՍՈԳՈՄՈՆՅԱՆ, Խ. Ս. ՄԵԳՐԱԲՅԱՆ,
Ռ. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ռ. Ռ. ՍՈՒԲԻԱՍՅԱՆ

Բրեգգի երկրաչափությամբ փորձնականորեն դիտված է գերբարձր հաճախության (ԳՐԶ) դաշտի ազդեցությամբ կվարցի միարյուրեղում զիֆրակցված ռենտգենյան ճառագայթման ինտենսիվության փոքրացում, որը ներկայացնում է տեսական և գործնական մեծ հետաքրքրություն:

EXPERIMENTAL STUDY OF X-RAY BRAGG DIFFRACTION MODULATED BY A MICROWAVE FIELD

L. A. KOCHARYAN, A. I. SOGHOMONYAN, KH. MEGRABYAN,
R. A. GASPARYAN, R. R. SUKIASYAN

The effect of a microwave field on the X-ray Bragg diffraction in a quartz single crystal is investigated. It is shown, that the application of microwave field leads to a considerable decrease of the relative intensity of diffracted X-radiation.

УДК 548.732

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО (СВЧ) ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИЧЕСКУЮ ДИФРАКЦИЮ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ

Л. А. КОЧАРЯН, А. И. СОГОМОНЯН, Х. С. МЕГРАБЯН,
Р. А. ГАСПАРЯН, Р. Р. СУКИАСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 января 1990 г.)

Проведено исследование воздействия СВЧ поля на Лауэ дифракцию рентгеновских волн в монокристалле кварца при условии $\mu l < 1$ (где μ — линейный коэффициент поглощения, l — толщина кристалла). Показано, что СВЧ поле сильно воздействует на процесс дифракции и приводит к увеличению интенсивности дифрагированных волн.

Полученные результаты можно использовать для исследования параметров СВЧ поля в кристалле.

Исследованию интенсивности и управлению параметрами дифрагированного рентгеновского излучения в пространстве и во времени при объемных и поверхностных акустических воздействиях посвящены работы [1—8]. В этих работах показано, что при дифракции рентгеновского излучения в геометрии Лауэ, когда в кристалле кварца с толщиной $l \lesssim 1/\mu$ (где μ — линейный коэффициент поглощения) возбуждены продольные объемные акустические колебания, интенсивность дифрагированного рентгеновского излучения, в зависимости от амплитуды ультразвуковых (УЗ) колебаний, увеличивается до насыщения и наблюдается явление полной переброски (ПП) ее из направления прохождения в направление отражения [4].

При модуляции высокочастотных объемных и поверхностных акустических волн низкочастотными акустическими колебаниями интенсивность, дифрагированных в геометрии Лауэ и Брэгга, рентгеновских излучений осциллируют во времени практически повторяя форму низкочастотного колебания [2, 3].

Что же касается влияния колебаний сверхвысокочастотного поля на параметры дифрагированного рентгеновского излучения, то это направление в настоящее время изучено недостаточно. Первое сообщение об этом дано в работах [7, 8].

Целью настоящей работы является детальное исследование воздействия СВЧ поля на Лауэ дифракцию рентгеновских волн на монокристалле кварца при условии $\mu l < 1$.

Геометрия эксперимента приведена на рис. 1. Исследования проводились на дифрактометре ДРОН-ЗМ. Источником рентгеновского излучения служила трубка с молибденовым анодом. Монохроматизация излучения проводилась с помощью монокристаллического кварца с плоскостью отражения $(10\bar{1}1)$. Пучок коллимировался щелью шириной 0,05 мм, с помощью которой расходимость пучка, во время падения на кристалл, была равна $17''$. Монохроматический пучок линии $\text{MoK } \alpha_1$ в геометрии Лауэ дифрагировался на образце кварца X-среза (плоскость отражения $(10\bar{1}1)$) диаметром $d = 15$ мм и толщиной $t = 0,7$ мм. Образец был помещен в емко-

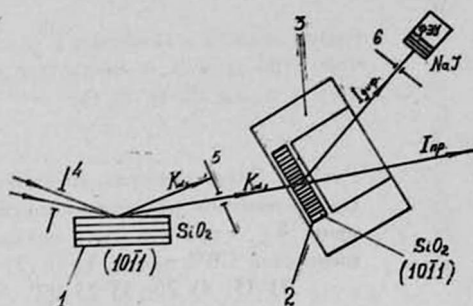


Рис. 1. Геометрия эксперимента: 1 — монокристалл; 2 — образец; 3 — резонатор; 4, 5, 6 — щели.

стном зазоре СВЧ коаксиального резонатора с резонансной частотой $1,2$ ГГц. Дифрагированное излучение регистрировалось сцинтилляционным детектором и анализировалось анализатором импульсов NTA—1024. Для исключения нагрева образца, генерация СВЧ поля проводилась в импульсном режиме при синхронной работе СВЧ генератора и детектора рентгеновского излучения. Эксперименты проводились в рабочей схеме (n ; $-n$).

Во время экспериментов кристалл одной стороной был прикреплен жестко к торцу центрального проводника коаксиального резонатора, а другая сторона кристалла оставлена свободной с целью обеспечения режима для свободного возбуждения акустических колебаний. СВЧ резонатор (P) возбуждается генератором (G) в импульсном режиме и его работа синхронизирована с работой регистрирующего устройства и анализатора спектра (AC) с помощью электронного ключа (K) и импульсного генератора ($ИГ$). Такой импульсно-прерывистый режим возбуждения резонатора позволяет избежать нагрева образца, а следовательно и инерционно-остаточных явлений. Уровень возбуждения резонатора контролируется осциллографом (O).

На рис. 2 представлен энергетический спектр дифрагированного излучения, возникающего под воздействием СВЧ поля, при разных значениях его мощности. Как видно из рисунка, ширина спектра не зависит от мощности возбуждения, а относительная интенсивность дифрагированного излучения заметно возрастает. На этом рисунке приведена также зависимость интенсивности дифрагированного излучения от мощности возбуждения СВЧ резонатора.

На рис. 3 изображена угловая зависимость относительной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения как при наличии СВЧ поля, так и без него. Видно, что при наличии СВЧ поля происходит не только увеличение интенсивности дифрагированного излучения, но и его

смещение в сторону меньших углов. Зависимость углового смещения интенсивности дифрагированного излучения от мощности приложенного внешнего СВЧ поля приведена на том же рисунке.

В работе было исследовано также поведение прямого пучка в зависимости от мощности СВЧ поля. По мере возрастания мощности, происходит уменьшение числа частиц прямого пучка, т. е. происходит переброска квантов в направлении дифракции.

В отличие от дифрагированного, в прямом пучке не наблюдается смещение в угловом распределении.

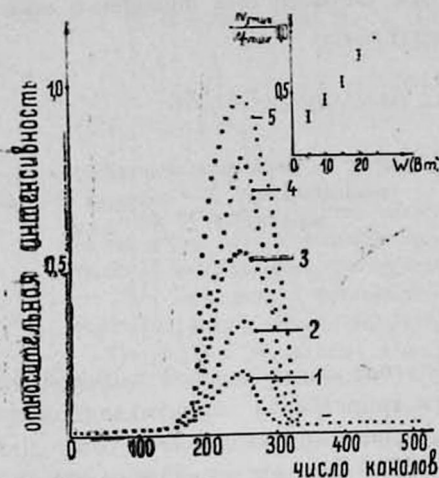


Рис. 2. Энергетические спектры дифрагированного рентгеновского излучения K_{α_1} при разных значениях мощностей СВЧ полей: 1) 0; 2) 10; 3) 15; 4) 20; 5) 25 Вт.

Результаты исследований пространственного распределения интенсивности дифрагированных рентгеновских квантов показывают, что возрастание интенсивности дифракции, под воздействием СВЧ поля, не связано с увеличением уровня диффузного рассеяния. Однако распределение СВЧ поля внутри коаксиального резонатора, обладая цилиндрической симметрией, неравномерно по радиусу образца, и необходимо исследование влияния геометрии (местонахождение точки падения излучения) на величину

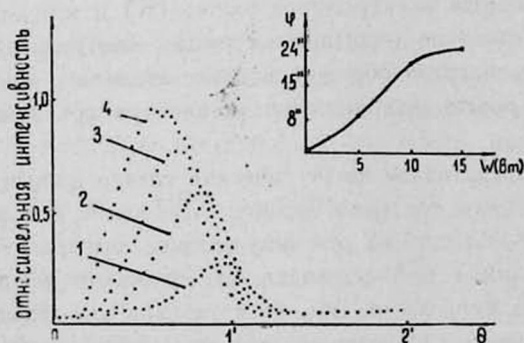
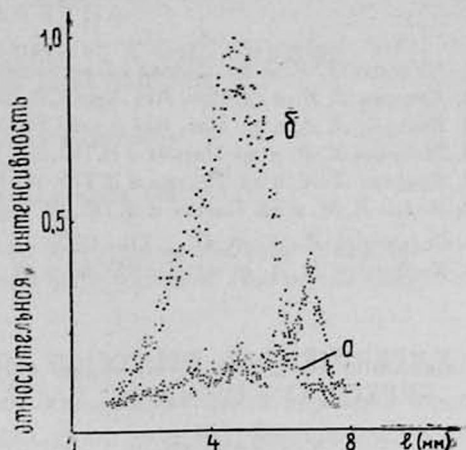


Рис. 3. Угловое распределение относительной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения, при разных значениях мощностей СВЧ полей: 1) 0; 2) 5; 3) 10; 4) 15 Вт.

дифракции. С этой целью, методом двукристалльной рентгеновской дифракции было исследовано топографическое распределение амплитуд СВЧ поля в кристалле с помощью равномерного движения резонатора с кристаллом относительно падающего рентгеновского излучения, сохраняя при этом угол Брэгга. Результаты исследования представлены на рис. 4 для двух

Рис. 4. Топограмма пластины кварца, при отсутствии и наличии СВЧ поля: а) 0; б) 20 Вт.



значений мощностей СВЧ поля 0 и 20 Вт. Как видно из рисунка, влияние СВЧ поля на интенсивность рентгеновской дифракции максимально в центральной части кристалла (в этой точке имеем максимальное увеличение интенсивности дифрагированного излучения), а при отсутствии поля уровень дифракции от плоскости $(10\bar{1}1)$ кварца почти постоянен по всей длине образца. Что касается наличия маленького минимума в правой части топограммы, то это объясняется наличием небольшого дефекта в этой части образца. Сказанное подтверждается зеркальным поворотом образца при повторении эксперимента с резонатором, повернутым вокруг оси на 180° . Из вышесказанного следует, что рентгеновская дифракция позволяет регистрировать высокочастотные акустические колебания в кристаллах и их распределение внутри полости коаксиального резонатора.

Причину увеличения относительной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения, по-видимому, можно объяснить следующим. Так как кварц в направлении X обладает заметным пьезоэффектом, то при возбуждении СВЧ резонатора определенной резонансной частотой в образце возбуждаются высокочастотные акустические вынужденные колебания той же частоты вдоль линии X (электрическая составляющая СВЧ поля направлена по толщине образца). Искривления отражающих атомных плоскостей (зависящие от амплитуды возбужденного СВЧ поля) приближают величину дифракции от кристаллографических плоскостей к кинематическому пределу, тем самым увеличивая пределы применимости условий Брэгга для пучка с данной угловой расходимостью, в полном соответствии с работой [4].

Анализируя экспериментальные результаты приходим к выводу, что с помощью СВЧ поля можно модулировать интенсивность, дифрагированного в геометрии Лауэ, рентгеновского излучения. Эти результаты могут

найти применение в устройствах акусторентгеновской обработки информации.

Авторы выражают искреннюю благодарность А. Р. Мкртчяну за постоянное внимание к работе и обсуждение ее результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р. и др. Заявка на авторское свидетельство № 418053/24—09 (1986).
2. Кочарян Л. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 317 (1986).
3. Кочарян Л. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 323 (1986).
4. Мкртчян А. Р. и др. Письма в ЖТФ, 9, 1181 (1983).
5. Кочарян Л. А. и др. Письма в ЖТФ, 15, 15 (1989).
6. Иолин Е. М. и др. Письма в ЖТФ, 94, 218 (1988).
7. Gasparyan R. A. et al. XII—ECM, v. 3, p. 45, august 20—29 Moscow—1989.
8. Kocharyan L. A. et al. XII—ECM, v. 3, p. 62, august 20—29, Moscow—1989.

EXPERIMENTAL STUDY OF MICROWAVE ELECTRIC FIELD EFFECT ON DYNAMIC LAUE DIFFRACTION OF X-RAYS

L. A. KOCHARYAN, A. I. SOGHOMONYAN, KH. S. MEGRABYAN,
R. A. GASPARYAN, R. R. SUKIASYAN

The effect of microwave field on Laue diffraction of X-rays in a quartz single crystal is investigated under the condition of $\mu t < 1$ (where μ is the linear absorption coefficient, t is the crystal thickness). It is shown that the microwave field has a strong influence on the diffraction and leads to the increase in diffracted wave intensity. The obtained results may be used for the study of parameters of microwave field in a crystal.

ԱՆՈՒՆ ԵՐԿՐԱԶԱՓՈՒԹՅԱՄԲ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՎՐԱ ԳՔՀ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ. Ա. ԳՈՉԱՐՅԱՆ, Ա. Ի. ՍՈԳՈՄՈՆՅԱՆ, Խ. Ս. ՄԵԶՐԱԲՅԱՆ, Ռ. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ,
Ռ. Ռ. ՍՈՒԳԻԱՍՅԱՆ

Հետազոտված է ԳՔՀ դաշտի ազդեցությունը ռենտգենյան ճառագայթման կառուցիվային վրա, կվարցի միաբյուրեղում $\mu t < 1$ դեպքում (μ —նյութի գծային կլանման գործակիցն է, t —արված ալիքի երկարության համար, t —նմուշի հաստությունն է)։ Ցույց է տրված, որ ԳՔՀ դաշտը բերում է դիֆրակցված ռենտգենյան ճառագայթման ինտենսիվության զգալի մեծացման։ Ստացված արդյունքները կարելի է կիրառել բյուրեղում ԳՔՀ դաշտի պարամետրերի հետազոտման համար։

УДК 550.388

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ РЕГИСТРАТОР АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

В. Х. БАБАЯН, А. С. БЕГЛАРЯН, Н. Х. БОСТАНДЖЯН,
Г. А. МАРИКЯН, А. П. ОГАНЕСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 июня 1989 г.)

Описан электромеханический датчик атмосферного давления интегрального типа, позволяющий автоматически регистрировать атмосферное давление с точностью 0,2 мб.

Известно, что временные вариации нейтронной компоненты космических лучей подвержены значительным искажениям из-за вариаций атмосферного происхождения. Поэтому для учета влияний метеорологических эффектов на наблюдаемые вариации нейтронной компоненты, одновременно с интенсивностью нейтронов производится автоматическая регистрация атмосферного давления.

Измерение атмосферного давления в большинстве станций СССР производится с помощью струнного датчика давления (СДД)) позволяющего проводить автоматическую регистрацию атмосферного давления. Промышленное производство этих приборов не налажено и приобрести их практически невозможно, что вынудило нас взяться за создание более простого по своей конструкции регистратора давления, не уступающего по своим техническим данным СДД.

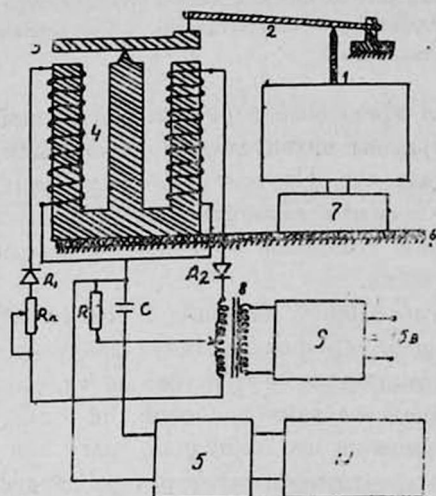
Автоматический регистратор атмосферного давления, схематический вид которого представлен на рисунке, был создан нами на основе электромеханического преобразователя [1]. Здесь 1 является сильфоном-датчиком давления, движение которого через рычаг 2 передается сердечнику 3. Изменение положения сердечника приводит к изменению индуктивности катушек 4 и тем самым к изменению напряжения на входе (сопротивление R) преобразователя 5.

Вышеописанные узлы собраны на общем каркасе 6, в качестве которого использован каркас барографа М-22А, где сохранены сильфон, рычаг и приспособления 7, обеспечивающие компенсацию влияний изменений температуры окружающей среды на положение сильфона и рычага. Трансформатор 8, а также генератор 9 предназначены для подачи в цепь катушек переменного напряжения, частота которого подбирается, исходя из требований к чувствительности барографа. Сопротивление R служит для подбора силы тока через эту цепь. Преобразователь 5 позволяет получать электрические импульсы, число которых пропорционально величине

не напряжения на его входе [2]. Число импульсов можно измерять с помощью обычного частотомера 10.

Таким образом, изменения положения сильфона под действием атмосферного давления преобразуются в электрические импульсы, число которых пропорционально среднему значению атмосферного давления за измеряемый промежуток времени.

Для определения характера зависимости между атмосферным давлением и числом электрических импульсов, барограф помещался в барокамеру, давление которой изменялось искусственным путем в интервале 785—815 мбар, что соответствует изменениям атмосферного давления станции Нор-Амберд, где среднегодовое атмосферное давление ~ 800 мбар.



С целью нахождения эмпирической связи между показаниями электромеханического регистратора давления и ртутного барометра для 25 точек в интервале 785—815 мбар проводились измерения давлений и соответствующих им электрических импульсов от электромеханического регистратора.

Измерения давлений в барокамере осуществлялись с помощью инспекторского ртутного барометра, обеспечивающего точность $\pm 0,05$ мбар. Затем методом наименьших квадратов находились параметры функции $Y = A + BX$ (1), обеспечивающей наилучшее согласие с данными эксперимента, а также σ_y величину среднеквадратичного разброса данных эксперимента относительно аппроксимирующей функции (1).

Результаты измерений приведены в таблице.

Дата	A	B	σ_y
3.04.85г.	679,56	11,03	0,2
14.08.85г.	679,36	11,04	0,14
22.01.86г.	682,18	10,62	0,2
19.02.86г.	679,81	10,85	0,2

Сравнение результатов градуировки в течение 1985—1986 гг. показывают, что параметры А и В формулы (1) со временем изменяются, как и в случае с СДД [3].

Проведенные расчеты показывают, что эти изменения могут привести к ошибке в измерении давления на 0,13—0,15 мбар, в то время как точность самого прибора равняется 0,2 мбар. Отсюда следует, что изменения параметров А и В формулы (1) в течение 1—2 месяцев не могут повлиять на точность работы электромеханического регистратора давления, и при проведении систематической градуировки с помощью ртутного барометра в каждые 2—3 месяца, прибор позволит проводить автоматическую регистрацию атмосферного давления с необходимой точностью.

Описанный барограф включен в установку по исследованию вариаций интенсивности нейтронной компоненты космических лучей и работает без какого-либо существенного ремонта с начала 1985 года.

ЛИТЕРАТУРА

1. Турчин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. Гос. Энергоиздат. М.—Л., 1959.
2. Алексеев А. Г., Коломбет Е. А., Стародуб Г. И. Применение прецизионных аналоговых ИС. Изд. Советское радио. М., 1980, с. 119.
3. Дорман Л. И., Пименов И. А., Сацук В. В. Математическое обеспечение исследований геофизических закономерностей на примерах космических лучей. Изд. Наука, М., с. 32, 1978.

ՄԹԵՈԼՈՐՏԱՅԻՆ ՃՆՇՄԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԳՐԱՆՑԻՉ

Վ. Խ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ա. Ս. ԲԵԳԼԱՐՅԱՆ, Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆԶՅԱՆ, Ա. Պ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,
Գ. Ա. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

Նկարագրված է մթնոլորտային ճնշման ինտեգրալ տիպի էլեկտրամեխանիկական տիպի, որը թույլ է տալիս 0,2 մբ ճշտությամբ գրանցել մթնոլորտային ճնշումը:

ELEKTROMECHANICAL RECORDER OF ATMOSPHERIC PRESSURE

V. KH. BABAYAN, A. S. BEGLARYAN, N. KH. BOSTANDZHYAN,
G. A. MARIKYAN, A. P. OGANESYAN

An electromechanical integral recorder of atmospheric pressure which allows to perform automatical registration of atmospheric pressure to an accuracy of 0.2 mb is described.

КИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ СШИТЫХ ПОЛИМЕРОВ

К. А. МОВСИСЯН

Горисский филиал ЕРПИ

Р. А. ГАСПАРЯН, А. М. ОВСЕПЯН

Ленинградский государственный университет

(Поступила в редакцию 18 сентября 1989 г.)

Рассмотрен процесс кристаллизации в сшитых полимерах. Получено выражение для скорости кристаллизации сшитых полимеров, зависящей, как от температуры кристаллизации, так и от концентрации сшивок. Показано, что при заданной температуре изотермической кристаллизации рост концентрации сшивок приводит к уменьшению скорости кристаллизации и при некоторой критической концентрации кристаллизация не протекает вообще, что и наблюдается на эксперименте.

При рассмотрении процесса кристаллизации в сшитых полимерах следует учесть, что вокруг каждой сшивки образуются области, в которых кристаллизация затруднена и даже невозможна. Поэтому в таких системах зародышеобразование и кристаллизация будут протекать в ограниченных областях, заключенных между ближайшими сшивками. Процесс образования кристаллита толщиной l и поперечным сечением S в этих областях (далее именуемые нами «микрообластями») будет описываться термодинамическим потенциалом вида [1]

$$\Delta g = 2\sigma_T S + C\sigma_b \sqrt{S}l - \Delta h \left(1 - \frac{T}{T_{пл}^0}\right) Sl + T \sum_i \Delta S_i, \quad (1)$$

где σ_T , σ_b — торцевая и боковая поверхностные энергии на единицу площади раздела фаз, Δh и $T_{пл}^0$ — удельная энтальпия и температура плавления идеального полимера с бесконечно большими размерами кристаллитов, C — постоянная, определяемая формой кристаллита.

Для изменения конформационной энтропии ($\sum \Delta S_i$) аморфных участков цепей, валентно-связанных с кристаллитами, в работе [1] получено выражение

$$\sum_i \Delta S_i = \frac{3K\varepsilon\gamma}{2a} S \frac{l}{L-l}, \quad (2)$$

где K — постоянная Больцмана, a — эффективная площадь поперечного сечения сегмента макромолекулы, ε — относительное число аморфных участков цепей, валентно-связанных с кристаллитом и конформационно препятствующих его росту, γ — параметр, учитывающий наличие в расплаве фи-

зических сшивок: $v = 1 + l^*/l_c$ (l^* — критический размер зародыша, l_c — среднее расстояние между физическими сшивками в расплаве), L — размер «микрообласти» вдоль оси цепи. Размер «микрообласти» L для статистически сшитой системы равен среднему расстоянию между ближайшими сшивками R_c . При получении выражения (2) мы пренебрегли конформационными затруднениями, связанными с ростом кристаллита поперек цепей, т. е. в поперечном направлении кристаллит полностью заполняет предоставленную ему «микрообласть», ($S \simeq L^2 = R_c^2$). Определяя степень кристалличности α сшитого полимера, как Sl/R_c^3 легко показать, что $\alpha \simeq l/R_c = l/L$. Далее, учитывая, что экспериментально наблюдаемые степени кристалличности изотропно сшитых полимеров обычно не превышают 30% [2], выражение (1), с учетом (2), можно записать

$$\Delta g = 2\sigma_T S + C\sigma_s \sqrt{S} l - \Delta h \left(1 - \frac{T}{T_{пл}}\right) Sl, \quad (3)$$

$$\text{где } T_{пл}^n = T_{пл}^0 \left(1 + \frac{3K\varepsilon v T_{пл}^0}{2\alpha R_c \Delta h}\right) \quad (4)$$

есть температура плавления изотропно-сшитого полимера при заданной концентрации сшивок C (или заданного среднего расстояния R_c между ближайшими сшивками).

Критические размеры (l^* , S^*) кристаллического зародыша определяются из условий экстремума Δg , т. е. $(\partial \Delta g / \partial S)_l = 0$ и $(\partial \Delta g / \partial l)_S = 0$ и, как следует из (3), равны

$$l^* = \frac{4\sigma_T T_{пл}^n}{\Delta h (T_{пл}^n - T)} \quad \sqrt{S^*} = \frac{C\sigma_s T_{пл}^n}{\Delta h (T_{пл}^n - T)}. \quad (5)$$

Энергетический барьер Δg^* , который должен преодолеть зародыш в «микрообласти», чтобы превратиться в термодинамически стабильный кристаллит, определим из (3) подставляя вместо l и S их критические значения l^* и S^* из (5)

$$\Delta g^* = \frac{2C^2\sigma_s^2\sigma_T(T_{пл}^n)^2}{(\Delta h)^2(T_{пл}^n - T)^2}. \quad (6)$$

Наличие в сшитых полимерах статистически независимых кристаллизующихся «микрообластей» приводит к тому, что при небольших степенях переохлаждения, скорость кристаллизации сшитого полимера контролируется скоростью зародышеобразования в «микрообласти», т. е.

$$v = v_0 \exp \left(- \frac{\Delta g^*}{KT} \right). \quad (7)$$

Подставляя выражение (6) и (4) в (7), получим следующее выражение для температурной зависимости скорости кристаллизации сшитых полимеров

$$\ln v = \text{const} - \frac{2C^2\sigma_s^2\sigma_T(T_{пл}^0)^2}{KT(\Delta h)^2 \left| T_{пл}^0 - \left(1 + \frac{3KT_{пл}^0\varepsilon v}{2\alpha R_c \Delta h}\right) T \right|^2}. \quad (8)$$

Таким образом из (8) следует, что при заданной температуре T изотермической кристаллизации скорость кристаллизации сшитого полимера уменьшается с ростом концентрации сшивок ($n \sim R_c^{-3}$) и при некоторой концентрации $n_k(T)$ кристаллизация не протекает вообще. Выражение (8) позволяет качественно объяснить наблюдаемую на эксперименте специфику кинетических изотерм сшитых полимеров, по сравнению с чистыми гибкоцепными гомополимерами. А, именно, что при небольших степенях переохлождения изотермы наблюдаемые при кинетических исследованиях разветвленного полиэтилена не совмещаются при сдвиге и их форма зависит от температуры кристаллизации (см. рисунок). В начале процесса

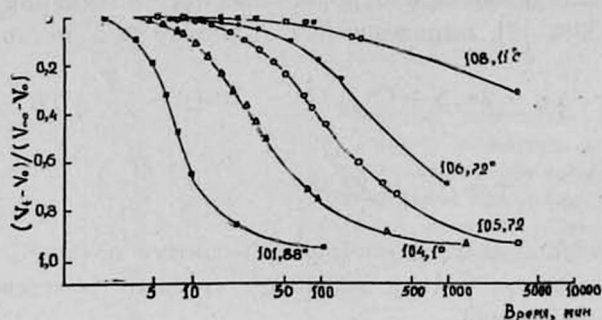


Рис. 1. Зависимости $(V_t - V_0) / (V_\infty - V_0)$ от времени кристаллизации разветвленного полиэтилена [2]. Для каждой изотермы указана температура кристаллизации.

перехода кристаллизация протекает в «микрообластях» с наибольшими значениями L (т. е. расстояниями между ближайшими сшивками), что приводит к уменьшению R_c для оставшейся расплавленной фазы.

Уменьшение R_c в процессе кристаллизации приведет к уменьшению температуры плавления изотропно-сшитого полимера (см. формулу (4)), а также, согласно (8), к замедлению скорости дальнейшей кристаллизации. Таким образом, наблюдаемое на эксперименте уменьшение скорости нуклеации сшитых полимеров при развитии процесса кристаллизации может быть объяснено полидисперсностью расстояния между ближайшими сшивками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаспарян К. А. и др. Высокомолекулярные соединения. Изд. Наука, М., 30, 465 (1988).
2. Манделькern Л. Кристаллизация полимеров. Изд. химия, М.—Л., 1966, 333 с.

ԿԱՏԱՐՎՈՂ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՄԱՆ ԿԻՆԵՏԻԿԱՆ

Կ. Ն. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Ռ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Մ. ՀՈՎՍՍԵՑՅԱՆ

Քննարկված է բյուրեղացման պրոցեսը կարված պոլիմերներում: Նման պոլիմերների համար ստացված է նոր արտահայտություն բյուրեղացման արագության համար՝ կախված ինչպես բյուրեղացման ջերմաստիճանից, այնպես էլ կարերի կոնցենտրացիայից: Ցույց է տրվում, որ իզոթերմ բյուրեղացման տրված ջերմաստիճանում կարերի կոնցենտրացիայի աճը բերում է բյուրեղացման արագության նվազմանը և որոշակի կրիտիկական կոնցենտրացիայի դեպքում բյուրեղացումը ընդհանրապես չի ընթանում որը և դիտվում է փորձում:

CRYSTALLIZATION KINETICS OF CROSSLINKED POLYMERS

K. A. MOVSESYAN, R. A. GASPARYAN, A. M. OVSEPYAN

The process of crystallization of crosslinked polymers has been considered. An expression was derived for the rate of crystallization of crosslinked polymers as a function of crystallization temperature and the concentration of crosslinkings. It is shown that at the temperature of isothermic crystallization the rate of crystallization decreases as a result of an increase in the concentration of crosslinkings. At some critical concentration the crystallization does not proceed that is confirmed by experimental observations.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

- Г. А. Вартапетян, Г. Г. Мкртчян, И. А. Трошенкова, В. О. Татевосян, Г. Б. Казарян. Исследование продольной и поперечной компонент сечения $^{12}\text{C}(\text{e}, \text{e})$ в области квазиупругого пика . 125
- Г. Г. Бахшиян, К. Е. Карапетян. Возможный механизм, приводящий к поляризованному излучению водяного пара в атмосфере на вращательной линии $\lambda = 1,35$ см и его некоторые практические применения . 129
- А. Г. Алексанян, Ал. Г. Алексанян, Г. С. Николосян. Поверхностный слой моттовских экситонов в сильном магнитном поле . 134
- И. Ф. Свиридов. Анизотропия термоэдс в деформированных образцах $p\text{-GaAs}$. 139
- В. М. Арутюнян, А. А. Карагезов, С. Х. Худавердян. О влиянии разброса величины внутреннего квантового выхода на неоднородность фоточувствительности приборов с зарядовой связью . 145
- Н. А. Сарисян. Усиление пространственно-ограниченного пучка света на основе вынужденного черенковского эффекта . 149
- А. Л. Акопян. Параметрическое и ударное взаимодействие поляризованных импульсов . 153
- С. К. Аветисян, А. Э. Енокян, Э. М. Газарян. Двухфотонное поглощение в примесных полупроводниках типа цинковой обманки . 157

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- А. Р. Мкртчян, А. Р. Арамян, Г. А. Галечян. Расшнурование контрагированного разряда звуком . 163
- Л. А. Кочарян, А. И. Согомонян, Х. С. Меграбян, Р. А. Гаспарян, Р. Р. Сукиасян. Экспериментальное исследование модуляции дифрагированного в геометрии Брэгга рентгеновского излучения с помощью СВЧ поля . 166
- Л. А. Кочарян, А. И. Согомонян, Х. С. Меграбян, Р. А. Гаспарян, Р. Р. Сукиасян. Экспериментальное исследование влияния сверхвысокочастотного (СВЧ) электрического поля на динамическую дифракцию рентгеновского излучения в геометрии Лауэ . 170
- В. Х. Бабалян, А. С. Бегларян, Н. Х. Бостанджян, Г. А. Марикиан, А. П. Оганесян. Электромеханический регистратор атмосферного давления . 175
- К. А. Мовсисян, Р. А. Гаспарян, А. М. Овсепян. Кинетика кристаллизации шпшитых полимеров . 178
- Вниманию авторов! Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) . 182

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ւ Ն

Հ. Հ. վառդապետյան, Հ. Գ. Մկրտչյան, Ի. Ա. Տրոշենկովա, Վ. Հ. Թաքեռսյան, Գ. Բ. Ղազարյան 12C (e, e) կտրվածքի երկայնակի և լայնակի բաղադրիչների հետա-	125
Հ. Գ. Բախչյան, Կ. Ն. Կառապետյան Մթնոլորտում ջրի գոլորշու $\lambda = 1,35$ սմ պտտո-	
ղական զծի բևեռացված ճառագայթման հնարավոր մեխանիզմի և նրա որոշ գե-	
ղական զծի բևեռացված ճառագայթման հնարավոր մեխանիզմի և նրա որոշ գործ-	
նական կիրառությունների մասին	129
Ա. Գ. Ալեքսանյան, Ա. Գ. Ալեքսանյան, Գ. Ս. Նիկողոսյան. Մոտտի էքսիտոնների մա-	
կերեսային շերտը ուժեղ մագնիսական դաշտում	134
Ի. Յ. Ավիրիդով Թերմաէլեկտրաշարժ ուժի անիզոտրոպիան P-Ga-As-ի դեֆորմացված	
նմուշներում	139
Վ. Մ. Հաբուրյունյան, Ա. Ա. Կառաջյոզով, Ս. Խ. Խաղավերդյան Լիցքային կապով	
սարքերի ֆոտոդզայնոթյան անհամասեռության վրա ներքին քվանտային էֆեկ-	
տիվության ցրվածության ազդեցության մասին	145
Ն. Հ. Սարգսյան, Տարածական սահմանափակ լուսային փնջի ուժեղացումը շերտերով-	
յան երևույթի հիման վրա	149
Ա. Լ. Հակոբյան Բևեռացված իմպուլսների պարամետրիկ և հարվածային փոխազդե-	
ցությունը	153
Ս. Կ. Ավետիսյան, Ա. Է. Նեոֆյան, Է. Մ. Ղազարյան. Երկֆոտոն կլանումը ցինկի խա-	
րակի տիպի խառնուրդային կիսահաղորդիչներում	157

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Ա. Ռ. Մկրտչյան, Ա. Ռ. Արամյան, Գ. Ա. Գալեչյան Սեղմ պարպման ապաքուղացումը	
ձայնով	163
Լ. Ա. Քոչարյան, Ա. Ի. Սողոմոնյան, Խ. Ս. Մեհրաբյան, Ռ. Հ. Գասպարյան, Ռ. Ռ. Սուխասյան. ԳՔՀ դաշտերում Բրեգգի երկրաչափությամբ դիֆրակցված ունտ-	
դենյան ճառագայթման մոդուլացիայի փորձնական հետազոտությունը	166
Լ. Ա. Քոչարյան, Ա. Ի. Սողոմոնյան, Խ. Ս. Մեհրաբյան, Ռ. Հ. Գասպարյան, Ռ. Ռ. Սուխասյան. Լաուէ երկրաչափությամբ դիֆրակցված ունտդենյան ճառագայթման	
վրա ԳՔՀ էլեկտրական դաշտի ազդեցության փորձնական հետազոտությունը	170
Վ. Խ. Բաքալյան, Ա. Ս. Բեգլարյան, Ն. Խ. Բոստանջյան, Ա. Պ. Հովհաննիսյան, Գ. Ա. Մարիկյան. Մթնոլորտային ճնշման էլեկտրամագնիսական գրանցիչ	175
Կ. Ն. Մովսիսյան, Ռ. Ս. Գասպարյան, Ա. Մ. Հովսեփյան. Կարվոլ պոլիմերների	
բյուրեղացման կինետիկան	178