ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1984

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

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 177—184 (1984)

УДК 539.12.17

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ

К. В. АЛАНАКЯН, Р. А. ДЕМИРЧЯН, К. Ш. ЕГИЯН,
С. Г. СТЕПАНЯН, Ю. Г. ШАРАБЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.)

Проводится анализ угловых распределений кумулятивных протонов, рожденных первичными γ-квантами и адронами. Показано, что эти угловые распределения: а) описываются экспоненциальной зависимостью $f_p(\cos\vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos\vartheta_p)$, б) сильно зависят от импульсов протонов, в) универсальны по отношению к первичной энергии, начиная примерно с 1 ГэВ — для легких частиц (γ-кванты и π-мезоны) и 2—3 ГэВ — для протонов, г) универсальны по отношению к ядру-мишени, начиная с $A \geqslant 50$, д) при прочих равных условиях одинаковые для первичных легких частиц (γ-квантов и π-мезонов), они становятся более крутыми для первичных протонов. Проведен также анализ угловых распределений кумулятивных протонов при $T_p = 0$.

Угловые распределения кумулятивных протонов, рожденных первичными протонами и дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с, наиболее детально были исследованы в работах [1, 2], первичными γ-квантами с энергией до 4,5 ГэВ — в работах [3, 4] и первичными протонами и π-мезонами с энергией до 400 ГэВ — в работах [5—7]. Наиболее характерной особенностью этих данных (независимо от сорта налетающей частицы) можно считать их сильную направленность вперед в области углов до 120° и тенденцию к уменьшению этой направленности (к выполаживанию) для углов $\vartheta_p > 120°$.

В работе [1] была наблюдена некоторая структура при $\vartheta_p \approx 160°$, однако специальные исследования [8], проведенные первичными γ-квантами, не подтвердили наличие такой структуры. В настоящее время можно считать твердо установленным, что инвариантные угловые распределения $f_p(\vartheta_p)$ протонов выходят на плато при $\vartheta_p \geqslant 140°$. Такое выполаживание, по-видимому, не связано с динамикой процесса, а скорее всего отражает влияние эффектов, связанных с фазовым объемом, поэтому анализ угловых распределений целесообразнее выполнить для зависимости $f_p(\cos\vartheta_p)$ (вместо $f_p(\vartheta_p)$).

Согласно современным представлениям рождение кумулятивных частиц представляет собой типичный случай предельной фрагментации одного из участвующих в реакции объектов, в данном случае ядра-мишени, и поэтому в этом процессе справедливы закономерности гипотезы ядерного скейлинга [9]. Наиболее важным, конечно, является утверждение, что для реакции

$$a+A\to c+X \tag{1}$$

инвариантное сечение рождения кумулятивных частиц становится универсальным по отношению к сорту и энергии первичных частиц, начиная со значения энергии, гораздо меньшего (почти на порядок), чем это имеет место в столкновениях элементарных частиц:

$$f_c(s,\ \mathbf{P}_c,\ A)\underset{\sqrt{s}\sim E_a\to E_{a_0}}{\longrightarrow} f_c(\mathbf{P}_c,\ A)\to\varphi(A)\cdot f(\mathbf{P}_c), \tag{2}$$

где $E_{a_0}\leqslant 4$ ГэВ (значения E_{a_0} разные для разных первичных частиц).

Почти все экспериментальные исследования по рождению кумулятивных частиц были посвящены установлению универсальности (2) на примере энергетических распределений, т. е. выяснялось, начиная с каких начальных энергий и ядер мишени энергетические спектры $f(p_c^2)|_{\vartheta_c=\mathrm{const}}$ или $f(T_c)|_{\vartheta_c=\mathrm{const}}$ становятся не зависящими от E_{a_0} и A.

Аналогичные исследования для $f_c(\cos\vartheta_c)|_{p_c^2=\mathrm{const}}$ фактически не выполнены, кроме единственной попытки [10] для одного ядра и одной первичной энергии. Между тем можно утверждать, что угловые распределения более информативны в смысле установления механизма рождения кумулятивных частиц, так как вторичные взаимодействия в ядре-остатке искажают их меньше, чем энергетические спектры. Поэтому необходимо выяснить, как меняются угловые распределения при изменении других параметров реакции (1), наблюдается ли универсальность по отношению к E_a и A и т. д.

В настоящей работе сделана попытка систематического анализа угловых распределений для кумулятивных протонов с целью установления вышеизложенной универсальности. Будут использованы данные по фото- и адронорождению, полученные в основном в ЕрФИ и ИТЭФ, так как эти результаты носят систематический характер.

1. Вид угловых распределений

На рис. 1 приведены угловые зависимости инвариантного выхода фотопротонов из ядер ^{12}C, ^{63}Cu и ^{208}Pb, облученных тормозными γ-квантами с максимальной энергией 4,5 ГэВ. Эти результаты были получены на установке «Дейтрон» [11] и обсуждены в работах [3, 4]. Стрелками указаны границы кумулятивной области. Статистические ошибки не превышают размеры значков. Линии соответствуют описанию данных функциональной зависимостью

$$f_p(\cos\vartheta_p)=C_p\exp(b_p\cos\vartheta_p), \tag{3}$$

где C_p и b_p — параметры.

Как нетрудно видеть, такое представление неплохо описывает данные лишь в кумулятивной области. За этой областью экспериментальные данные систематически выше (особенно для легких ядер и больших импульсов протонов). На рис. 2 приведены аналогичные данные работы [6] для ядер C и Ta при $E_{0p}=400$ ГэВ. Как видим, эти данные также хорошо описываются функциональной зависимостью (3). Все имеющиеся в настоящее время более или менее систематические данные по угловым распределениям кумулятивных протонов в первом приближении (точно также, как и в случае энергетических спектров) удается описать соотношением типа (3).

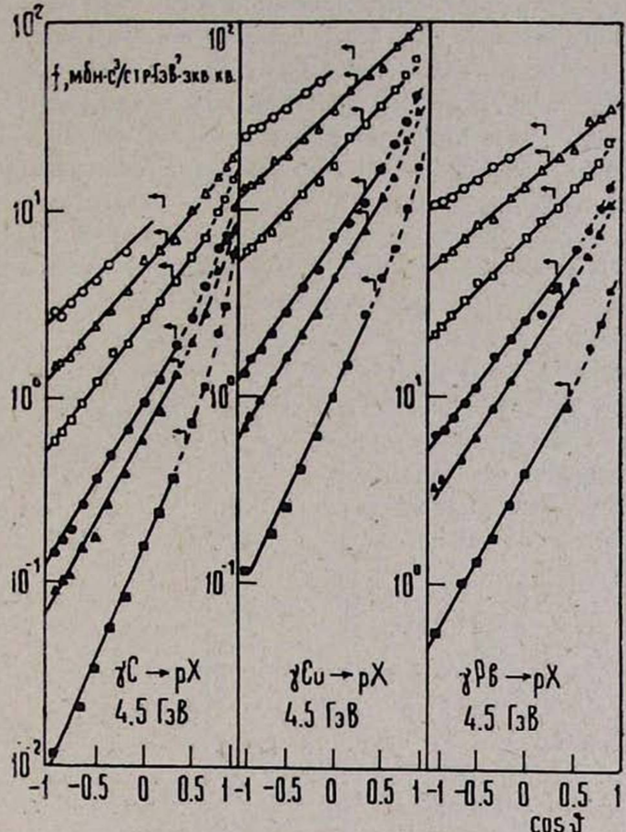


Рис. 1. Угловая зависимость инвариантного выхода фотопротонов из ядер ^{12}C, ^{63}Cu, ^{208}Pb, облученных тормозными γ-квантами с $E_{\gamma}^{max} = 4{,}5$ ГэВ. Экспериментальные точки: ○ — $P_p = 0{,}4$; △ — 0, 44; □ — 0,52; ● — 0,61; ▲ — 0,66; ■ — 0,79 ГэВ/*с*. Стрелками показаны границы кумулятивной области.

2. Универсальность угловых распределений по отношению к различным параметрам реакции

Для установления универсальности угловых распределений представление типа (3) не является обязательным. Для этого можно каждый раз на одном и том же рисунке строить данные при различных значениях параметра, по отношению к которому проверяется универсальность, и при совпадении этих данных судить о степени универсальности. Однако представление выходов реакции через элементарные функции (в данном случае через экспоненту) удобно тем, что вместо такой сложной процедуры можно рассмотреть зависимость характерной величины элементарной функции (в данном случае параметра b_p) от исследуемой характеристики реакции. Ниже будут проанализированы именно такие зависимости b_p.

Зависимость угловых распределений от импульса кумулятивных протонов

Наиболее характерным в распределении $f_p(\cos\vartheta_p)$ на рис. 1 и 2 является изменение наклона (b_p) в зависимости от импульса протонов. На рис. 3*а* приведены две зависимости b_p от P_p для первичных γ-квантов с энергией $E_\gamma^{max} = 4{,}5$ ГэВ (Pb) и протонов с $E_p = 400$ ГэВ (Ta). Как видим, с ростом импульса протонов b_p растет почти линейно. Таким образом, вид угловых зависимостей не универсален по отношению к импульсу кумулятивных протонов.

Зависимость угловых распределений от энергии первичных частиц

На рис. 3*б* приведены зависимости b_p от P_p для ядра ^{12}C при двух значениях энергии первичных γ-квантов. Данные при $E_\gamma^{max} = 1{,}2$ ГэВ пересчитаны из приведенных в работе [12] энергетических спектров протонов при разных углах. Видно, что параметр b_p одинаков для обоих значе-

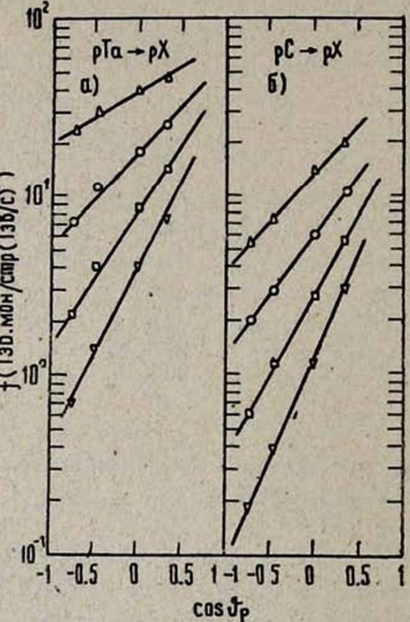


Рис. 2.

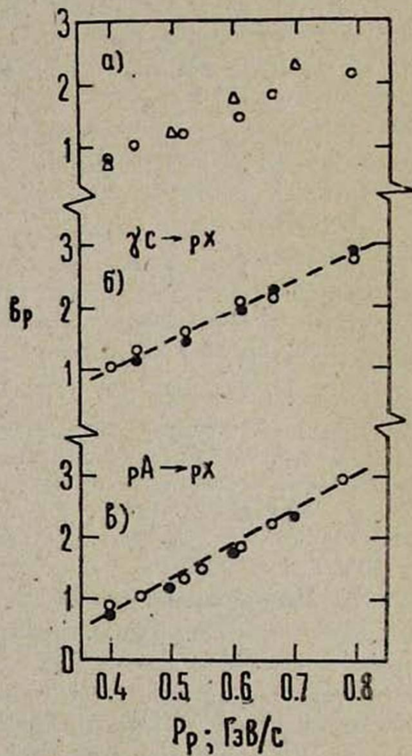


Рис. 3.

Рис. 2. Угловая зависимость инвариантного сечения образования протонов в реакциях $pTa \to pX$ и $pC \to pX$ при $E_0 = 400$ ГэВ. Экспериментальные точки: Δ — для $P_p = 0{,}4$; $\bigcirc$ — 0,5; $\square$ — 0,6; ∇ — 0,7 ГэВ/с.

Рис. 3. Зависимость параметра b_p (из соотношения (3)) от импульса вторичных протонов для реакций: *а*) $\bigcirc$ — $\gamma Pb \to pX$ с $E_\gamma^{max} = 4{,}5$ ГэВ и $\triangle$ — $pTa \to pX$ с $E_0 = 400$ ГэВ; *б*) $\gamma C \to pX$ при $E_\gamma^{max} = 1{,}2$ ГэВ (●) и 4,5 ГэВ ($\bigcirc$); *в*) $\bigcirc$ — $pPb \to pX$ с $P_0 = 7{,}5$ ГэВ/*с* и ● — $pTa \to pX$ с $P_0 = 400$ ГэВ/*с*.

ний первичной энергии. К сожалению, для других значений E_γ^{max} систематических данных для угловых распределений нет.

На рис. 3в приведены зависимости $b(P_p)$ в случае ядер $Pb(Ta)$ в процессе рождения кумулятивных протонов первичными протонами с импульсами 7,5 ГэВ/с [7] и 400 ГэВ/с [6]. Видно, что при таком сильном изменении первичной энергии параметр b_p остается постоянным. В области энергий первичных адронов $E_a < 7{,}5$ ГэВ наиболее подробными являются данные [5], полученные первичными π-мезонами с импульсами 1,2—7,0 ГэВ/с и протонами с импульсами 2—5 ГэВ/с. К сожалению, полученные в [5] результаты относятся не к фиксированной энергии вторичных протонов, а ко всему интервалу $T_p = 60$—200 МэВ ($P_p = 0{,}35$—$0{,}65$ ГэВ/с). Тем не менее эти данные позволяют получить сведения о зависимости параметра b_p от первичной энергии и от ядра-мишени.

На рис. 4 приведены зависимости b_p от импульса первичных частиц для (πPb)- и (pPb)-взаимодействий. Как видим, для π-мезонов параметр

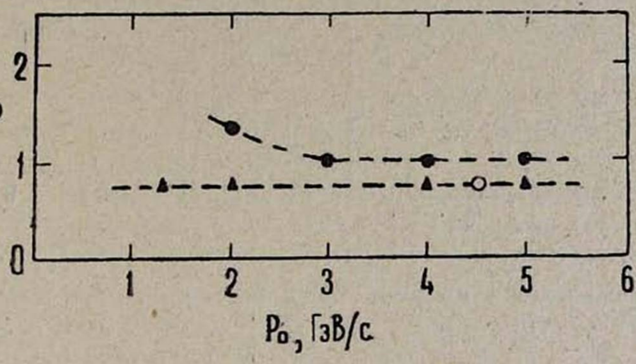


Рис. 4. Зависимость параметра b_p от импульса первичных π-мезонов (▲), протонов (●) и γ-квантов (○) для ядра Pb.

b_p не зависит от первичной энергии во всем исследованном интервале импульсов. В случае первичных протонов такая независимость достигается при импульсе 2—3 ГэВ/с. Аналогичные результаты получаются для других ядер.

Таким образом, угловые распределения универсальны по отношению к первичной энергии, начиная с $E_a \approx 1$ ГэВ — для легких частиц (γ-кванты и π-мезоны) и 2—3 ГэВ — для первичных протонов. Отметим, что аналогичная универсальность для энергетических спектров в случае первичных протонов наблюдается при энергии ~ 4 ГэВ [13], а в случае первичных γ-квантов — при 2—2,5 ГэВ [14], т. е. в обоих случаях несколько позже.

Зависимость угловых распределений от ядра-мишени

На рис. 5а приведены зависимости параметра b_p от атомного номера ядра-мишени для двух крайних значений импульса кумулятивных протонов в реакции $\gamma A \to pX$ при $E_\gamma^{max} = 4{,}5$ ГэВ. Как видим, наблюдается почти линейное падение b_p с ростом A. На рис. 5б приведены аналогичные зависимости в случае первичных протонов и π-мезонов с импульсом

5 ГэВ/с. Согласно рис. 5 параметр b_p меняется на 30% при изменении A от 12 до 208. Если остановиться на уровне 10% изменения и считать при этом, что b_p не зависит от A (так поступают обычно для энергетических спектров), то об универсальности угловых распределений (с 10% точностью) можно говорить, начиная лишь с $A \geqslant 50$.

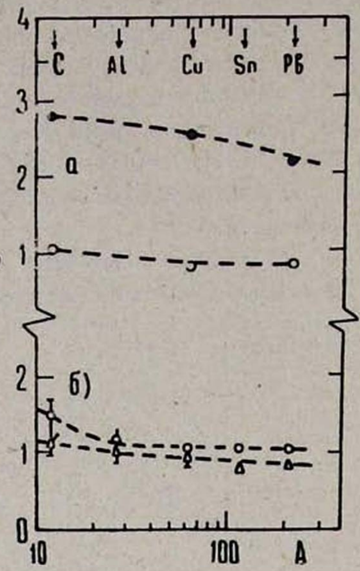


Рис. 5.

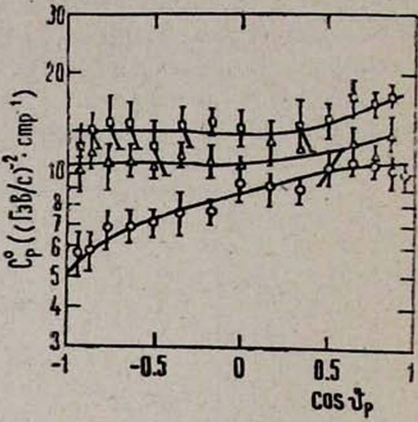


Рис. 6.

Рис. 5. Зависимость параметра b_p от атомного номера ядра-мишени: *а*) для реакции $\gamma A \to pX$ с $E_{\gamma}^{max} = 4{,}5$ ГэВ при $P_p = 0{,}4$ ГэВ/с (О) и 0,79 ГэВ/с (●); *б*) для первичных протонов (О) и π-мезонов (Δ) с импульсом 5 ГэВ/с.

Рис. 6. Зависимость параметра C_p^0 (из соотношения (4)) от угла регистрации вылета вторичных протонов из ядер ^{12}C (кружки), ^{63}Cu (треугольники) и ^{208}Pb (квадраты), облученных тормозными γ-квантами с $E_{\gamma}^{max} = 4{,}5$ ГэВ.

Таким образом, угловые распределения становятся универсальными начиная с $A \geqslant 50$, тогда как в случае энергетических спектров универсальность наступает начиная с $A \geqslant 10$.

Зависимость вида угловых распределений от сорта налетающей частицы

Из данных рис. 4, где приведена также одна точка по γA-взаимодействию, видно, что при прочих равных условиях параметр b_p в случае первичных протонов больше, чем в случае γ-квантов и π-мезонов, для которых он одинаков, т. е. вид угловой зависимости одинаков для первичных легких частиц (π-мезонов и γ-квантов) и становится более крутым для первичных протонов.

3. Угловые распределения кумулятивных протонов при импульсах, близких к нулю

Непосредственное экспериментальное исследование рождения кумулятивных протонов с импульсами, близкими к нулю, затруднено тем, что в этой области доминирует испарительный механизм. Поэтому вклад кумулятивного рождения можно выделить путем экстраполяции энергетических спектров в область $T_p \to 0$ (T_p—кинетическая энергия протонов). Это равносильно анализу поведения параметра C_p^0 в представлении

$$\rho_p \equiv \frac{f_p}{\sigma_t^{\gamma A}} = C_p^0 \exp(-T_p/T_0), \qquad (4)$$

где $\sigma_t^{\gamma A}$ — полное сечение адронного фотопоглощения. Такие данные нами были обсуждены в работе [15].

На рис. 6 приведены зависимости параметра C_p^0 от угла регистрации для трех ядер, облученных γ-квантами с энергией $E_\gamma^{max} = 4{,}5$ ГэВ. Ясно видно, что в области $\vartheta_p \geqslant 70°$ (в основном в кумулятивной области) $f_p(0)$ не зависит от угла, если в качестве мишени используются ядра тяжелее меди. В случае же ядер углерода наблюдается довольно сильный рост $f_p(0)$ с уменьшением ϑ_p. Картина, которая наблюдается, означает, что энергетические спектры протонов из ядер Cu и Pb пересекаются при значении $T_p = 0$. Если в случае ^{12}C такое пересечение имеет место, то точка пересечения должна находиться в области $T_p < 0$ (если бы C_p $(\cos\vartheta_p)$ была бы падающей функцией $\cos\vartheta_p$, то, наоборот, точка пересечения находилась бы в области $T_p > 0$). Расчеты показали, что действительно, такое пересечение имеет место при значении $T_p^C = -44 \pm 8$ МэВ (для ядер Cu и Pb соответствующие расчетные значения есть $T_p^{Cu} = 4 \pm 5$ МэВ и $T_p^{Pb} = 1{,}2 \pm 8$ МэВ).

Из имеющихся в литературе данных по фоторождению кумулятивных протонов только работа [12] позволяет оценить величину T_p^C при $E_\gamma^{max} = 1{,}2$ ГэВ. Оказывается, что при этом $T_p^C = -20 \pm 7{,}5$ МэВ, т. е. с уменьшением первичной энергии узловая точка приближается к оси $T_p = 0$.

Для адронных процессов подобные результаты можно извлечь из работ [6, 7]. В работе [6] имеются спектры протонов из различных ядер, облученных протонами с энергией 400 ГэВ. В работе [7] такие спектры имеются лишь для Pb при импульсе первичных протонов 7,5 ГэВ/с. Обработка результатов [6] показывает, что спектры кумулятивных протонов под разными углами пересекаются при энергиях $T_p^C = 10 \pm 2$ МэВ, $T_p^{Cu} = 20 \pm 5$ МэВ и $T_p^{Pb} = 45 \pm 7$ МэВ. Согласно данным [7] $T_p^{Pb} = 20 \pm$ ± 7 МэВ.

Таким образом, как в фотонных, так и в адронных процессах замечено, что с увеличением массового числа ядра-мишени точка пересечения спектров (узловая точка) сдвигается в область бóльших энергий протонов. При уменьшении первичных энергий для данного ядра узловая точка приближается к оси $T_p = 0$. Однако имеется существенная разница для электромагнитных и сильных взаимодействий. Если в первом случае точки находятся в области $T_p \leqslant 0$, то во втором случае — в области $T_p > 0$.

Необходимо отметить, что анализ угловых распределений подобного рода при $T_p \to 0$ был впервые упомянут в лекции Г. А. Лексина на I Всесоюзной школе по физике малочастичных и кварк-адронных систем летом 1982 г. в Калинине. При этом автор лекции пытался связать наличие узловых точек в области $T_p \neq 0$ с влиянием кулоновского поля на спектры протонов. Однако эту концепцию, как видно из приведенных данных, нельзя считать удовлетворительной. Ясно одно — наблюден интересный эффект, требующий теоретической интерпретации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Балдин А. М.* и др. Препринт ОИЯИ Р1—11168, Дубна, 1977.
2. *Ставинский В. С.* ЭЧАЯ, 10, 949 (1979).
3. *Аланакян К. В.* и др. Научное сообщение ЕФИ—220 (12)—77, 1977.
4. *Alanakyan K. V. et al.* Nucl. Phys., A 367, 429 (1981).
5. *Барков Б. П.* и др. Препринт ИТЭФ—58, 1980.
6. *Bayukov Yu. D. et al.* Phys. Rev., C 20, 746 (1979).
7. *Баюков Ю. Д.* и др. Препринт ИТЭФ—90, 1981.
8. *Аланакян К. В.* и др. Научное сообщение ЕФИ—540 (27)—82, 1982.
9. *Leksin G. A.* Preprint ITEP—147, 1976; Материалы 8-ой Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. Изд. ОИЯИ, Дубна, 1977; с. А6—3.
10. *Будагов Ю. А.* и др. ЯФ, 23, 982 (1976).
11. *Аланакян К. В.* и др. Научное сообщение ЕФИ—155 (76), 1976.
12. *Кузьменко В. С.* и др. Письма в ЖЭТФ, 23, 174 (1976).
13. *Baldin A. M.* Proc. 19th Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, B 11 (1978).
14. *Егиян К. Ш.* ЯФ, 30, 890 (1979).
15. *Аланакян К. В.* и др. ЯФ, 26, 1018 (1977).

ԿՈՒՄՈՒԼՅԱՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

Կ. Վ. ԱԼԱՆԱԿՅԱՆ, Ռ. Ա. ԴԵՄԻՐՃՅԱՆ, Կ. Շ. ԵՂՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՐԱԲՅԱՆ, Ս. Գ. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ

Վերլուծված են սկզբնական γ-քվանտներից և հադրոններից առաջացած կումուլյատիվ պրոտոնների անկյունային բաշխումները։ Ցույց է տրված, որ անկյունային բաշխումները. ա) հաջողությամբ նկարագրվում են $f_p(\cos\vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos\vartheta_p)$ *էքսպոնենցիալ կախումով, բ) ուժեղ կախման մեջ են գտնվում պրոտոնների իմպուլսից, գ) ունիվերսալ են սկզբնական էներգիայի նկատմամբ՝ սկսած ~1 ԳէՎ-ից՝ թեթև մասնիկների համար (γ-քվանտներ, π-մեզոններ) և 2—3 ԳէՎ-ից՝ պրոտոնների համար, դ) ունիվերսալ են թիրախային միջուկի նկատմամբ՝ սկսած* $A \geqslant 50$, *ե) մնացած հավասար պայմանների դեպքում միանման են՝ սկզբնական թեթև մասնիկների (γ-քվանտներ, π-մեզոններ) համար և ավելի ուժեղ են նվազում՝ սկզբնական պրոտոնների համար։ Վերլուծված են նաև կումուլյատիվ պրոտոնների անկյունային բաշխումները այն դեպքում, երբ նրանց կինետիկ էներգիան ձգտում է զրոյի։*

AN ANALYSIS OF ANGULAR DISTRIBUTIONS OF CUMULATIVE PROTONS

K. V. ALANAKYAN, R. A. DEMIRCHYAN, K. Sh. EGIYAN, Yu. G. SHARABYAN, S. G STEPANYAN

Angular distributions of cumulative protons produced by primary γ-quanta and hadrons are presented. These distributions are shown to be:

i) successfully described by the exponential function

$$f_p(\cos\vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos\vartheta_p);$$

ii) strongly dependent on proton momenta;

iii) universal with respect to primary energy beginning with ~ 1 GeV for light particles (γ-quanta and π-mesons) and 2—3 GeV for protons;

iv) universal with respect to the target nucleus beginning with $A > 50$;

v) identical for primary light particles (γ-quanta and π-mesons) and steeper for primary protons, all other conditions being equal.

The analysis of angular distributions of cumulative protons at $T_p = 0$ shows that the energy spectra of these protons intersect at energies $T_p \neq 0$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 185—191 (1984)

УДК 539.17

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕРАВНОВЕСНОЙ СЕЛЕКТИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

В. А. АВЕТИСОВ, С. А. АНИКИН

НИИ по биологическим испытаниям химических соединений, Старая Купавна Московской обл.

(Поступила в редакцию 20 декабря 1983 г.)

Построена квантовомеханическая модель, в которой при выполнении критических условий происходит процесс спонтанной селекции вещества.

1. Введение

В настоящей работе обсуждается возможность организации селективного процесса, способного эффективно разделять вещества, физические свойства которых почти тождественны. Традиционное решение этой проблемы связано, как правило, с поиском специфичного селективного агента, позволяющего усиливать малые различия разделяемых веществ до величин, допускающих их эффективную дифференциацию [1].

В отличие от такого подхода ниже рассматривается модель процесса, в котором осуществляется самопроизвольная дифференциация двух энергетически вырожденных изомерных форм вещества. Типичным примером таких изомерных форм могут служить зеркальные изомеры. Предполагается, что процесс дифференциации происходит в реакторе, представляющем собой неравновесную молекулярную систему проточного типа. Допускается, что поступающее в реактор вещество находится в возбужденном состоянии, в котором физическая неэквивалентность его зеркально-сопряженных форм полностью исчезает. В активной зоне реактора вещество переходит из возбужденного состояния в собственно изомерные состояния и затем образующаяся в результате смесь выводится из реактора. Считается, что все взаимодействия, происходящие как непосредственно в активной зоне, так и вне ее — зеркально симметричны. Селективность выражается в том, что стационарная смесь образующихся в реакторе веществ содержит преимущественно лишь одну изомерную форму.

Задачи такого типа рассматривались в ряде работ [2, 3], в которых модели неравновесных систем строились на основе феноменологических схем столкновительных превращений зеркальных изомеров. В отличие от этого рассматриваемая ниже модель основана на квантовом взаимодействии вещества с электромагнитным полем.

2. Модель

Для построения квантовомеханической модели описанного выше реактора введем механизм взаимодействия, ответственный за превращения веществ в активной зоне. Примем, что превращения осуществляются в однофотонных процессах с вынужденным излучением или поглощением фотонов. В этом случае простейшей квантовой системой, пригодной для описания взаимодействия вещества с электромагнитным полем, является двухуровневая система с возбужденным и основным уровнями. Будем считать, что возбужденный уровень соответствует симметричному состоянию вещества. В этом состоянии операция пространственного отражения переводит вещество само в себя. Примем также, что основной уровень соответствует собственно зеркально-изомерному состоянию. Поскольку пространственное отражение зеркальных изомеров переводит их друг в друга, основные уровни изомеров энергетически вырождены и различаются лишь четностью [4].

Для описания модели воспользуемся представлением чисел заполнения. Введем набор операторов рождения и уничтожения: возбужденного состояния — $\widehat{S}^+$, $\widehat{S}$; основных состояний — $\widehat{b}^+_\pm$, $\widehat{b}_\pm$; право- и лево-циркулярно поляризованных фотонов — $\widehat{a}^+_\pm$, $\widehat{a}_\pm$. Коммутационные соотношения для операторов $\widehat{S}$ и $\widehat{b}$ такие же, как и для $\widehat{a}$.

Введем также вспомогательные операторы

$$\widehat{A}_\pm = \alpha\widehat{a}_\pm + \beta\widehat{a}_\mp, \quad \widehat{B}_\pm = \alpha\widehat{b}_\pm + \beta\widehat{b}_\mp,$$

где α и β — действительные числа, нормированные условием $\alpha^2+\beta^2 = 1$.

Полный гамильтониан системы представим в виде

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{H}_{\text{int}} + \widehat{H}_{\text{ext}},$$

где $\widehat{H}_0$ — свободный гамильтониан —

$$\widehat{H}_0 = \hbar\omega\,(\widehat{a}^+_+\widehat{a}_+ + \widehat{a}^+_-\widehat{a}_-) + \hbar\varepsilon\,(\widehat{b}^+_+\widehat{b}_+ + \widehat{b}^+_-\widehat{b}_-) + \hbar\,(\omega+\varepsilon)\,\widehat{S}^+\widehat{S},$$

$\widehat{H}_{\text{int}}$ — гамильтониан взаимодействия с электромагнитным полем —

$$\widehat{H}_{\text{int}} = \lambda\widehat{S}[\widehat{A}^+_+\widehat{B}^+_- + \widehat{A}^+_-\widehat{B}^+_+] + \text{э. с.}$$

(λ — константа взаимодействия). Это взаимодействие можно интерпретировать как испускание и поглощение эллиптически поляризованного фотона при переходе между возбужденным и основными состояниями. $\widehat{H}_{\text{ext}}$ — гамильтониан взаимодействия с внешней средой. Ниже будут сделаны некоторые предположения о вкладе этого взаимодействия в уравнения движения.

Заметим, что $\widehat{H}_0$ и $\widehat{H}_{\text{int}}$ инвариантны относительно калибровочных преобразований

$$\widehat{a}_\pm \to \widehat{a}_\pm e^{-i\varphi}, \quad \widehat{S} \to \widehat{S}e^{i\theta}, \quad \widehat{b}_\pm \to \widehat{b}_\pm e^{i(\varphi+\theta)}, \quad \text{Im}\,\varphi = \text{Im}\,\theta = 0.$$

Поскольку в рассматриваемой модели количества образующихся в реакторе изомеров связаны с числами заполнения основных состояний, гамильтоновы уравнения движения записываются в терминах следующего набора операторов (с общим обозначением $\widehat{q}$)

$$\hat{n}_{\pm}=\hat{b}^{+}_{\pm}\hat{b}_{\pm},\ \hat{m}_{\pm}=\hat{S}^{+}\hat{b}_{\pm},\ \hat{l}_{\pm}=\hat{b}^{+}_{\pm}\hat{b}_{\mp},\ \hat{z}_{\pm}=\hat{a}_{\pm}+2\alpha\beta\hat{a}_{\mp}$$

в виде

$$i\hbar\frac{d}{dt}\hat{q}=[\hat{q},\ \hat{H}].$$

Исключая вклад $\hat{H}_0$ с помощью замен

$$\hat{a}_{\pm}\to\hat{a}_{\pm}e^{-i\omega t},\ \hat{m}_{\pm}\to\hat{m}_{\pm}e^{i\omega t},$$

получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}
&i\hbar\lambda^{-1}\frac{d}{dt}\hat{n}_{\pm}=-\hat{m}_{\pm}\hat{z}_{\mp}+\hat{m}^{+}_{\pm}\hat{z}^{+}_{\mp}+\lambda^{-1}[\hat{n}_{\pm},\ \hat{H}_{\text{ext}}],\\
&i\hbar\lambda^{-1}\frac{d}{dt}\hat{m}_{\pm}=-\hat{l}_{\mp}\hat{z}^{+}_{\pm}+(\hat{N}-\hat{n}_{\pm})\hat{z}^{+}_{\mp}+\lambda^{-1}[\hat{m}_{\pm},\ \hat{H}_{\text{ext}}],\\
&i\hbar\lambda^{-1}\frac{d}{dt}\hat{l}_{\pm}=-\hat{m}_{\mp}\hat{z}_{\mp}+\hat{m}^{+}_{\pm}\hat{z}^{+}_{\pm}+\lambda^{-1}[\hat{l}_{\pm},\ \hat{H}_{\text{ext}}],\\
&i\hbar\lambda^{-1}\frac{d}{dt}\hat{z}_{\pm}=(1+4\alpha^2\beta^2)\hat{m}^{+}_{\mp}+4\alpha\beta\hat{m}^{+}_{\pm}+\lambda^{-1}[\hat{z}_{\pm},\ \hat{H}_{\text{ext}}],
\end{aligned}\tag{1}$$

где $\hat{N}=\hat{S}^{+}\hat{S}$.

Усредним (1) по макроскопической системе и введем взаимодействие с внешней средой. Примем, что это взаимодействие сводится к двум процессам.

Во-первых, к релаксации всех средних $<\hat{q}>\equiv q$ к своим равновесным значениям, которые, для простоты, положим равными нулю:

$$\langle[\hat{q},\ \hat{H}_{\text{ext}}]\rangle=-i\gamma_q\cdot q,\ \operatorname{Im}\gamma_q=0,\ \gamma_q>0. \tag{2}$$

Поскольку внешняя среда взаимодействует с системой неселективно, необходимо потребовать также, чтобы

$$\gamma_{n_{\pm}}=\gamma_n,\ \gamma_{m_{\pm}}=\gamma_m,\ \gamma_{l_{\pm}}=\gamma_l,\ \gamma_{z_{\pm}}=\gamma.$$

Во-вторых, к «накачке» — заполнению возбужденного уровня. При этом будем считать, что процесс «накачки» поддерживает постоянным среднее число заполнения $N=<\hat{S}^{+}\hat{S}>$, которое рассматривается как свободный параметр модели.

Полученная с учетом (2) система уравнений для средних незамкнута. Ее замыкание можно провести, приняв предположение о самосогласованности электромагнитного поля, позволяющее факторизовать средние: $\langle\hat{q}\hat{a}_{\pm}\rangle=q\cdot a_{\pm}$ для всех введенных $\hat{q}$ и $\langle\hat{N}a_{\pm}\rangle=N\cdot a_{\pm}$. В результате будем иметь

$$\begin{aligned}
&i\lambda^{-1}\left(\gamma_n+\hbar\frac{d}{dt}\right)n_{\pm}=-m_{\pm}z_{\mp}+\bar{m}_{\pm}\bar{z}_{\mp},\\
&i\lambda^{-1}\left(\gamma_m+\hbar\frac{d}{dt}\right)m_{\pm}=-l_{\mp}\bar{z}_{\pm}+(N-n_{\mp})\bar{z}_{\mp},
\end{aligned}\tag{3}$$

$$i\lambda^{-1}\left(\gamma_l+\hbar\frac{d}{dt}\right)l_\pm=-m_\mp z_\mp+\overline{m}_\pm\overline{z}_\pm,$$

$$i\lambda^{-1}\left(\gamma+\hbar\frac{d}{dt}\right)z_\pm=(1+4\alpha^2\beta^2)\overline{m}_\mp+4\alpha\beta\,\overline{m}_\pm,$$

где $\overline{q}$ комплексно сопряжено q и $\langle\widehat{q}^+\rangle=\overline{q}$. Эта система уравнений является основой для дальнейшего анализа.

3. Стационарные решения

Выводы о селективных свойствах модели можно сделать на основе анализа ее стационарных состояний. Такие состояния описываются решениями системы алгебраических уравнений, получаемых из (3) приравниванием всех производных нулю. Эта система имеет следующие решения.

Во-первых, тривиальное решение

$$\text{I)}\ n_\pm=m_\pm=l_\pm=z_\pm=0. \tag{4}$$

Во-вторых, нетривиальные решения, которые удобно описывать в переменных

$$n^\pm=n_+\pm n_-,\ m^\pm=m_+\pm m_-,\ l^\pm=l_+\pm l_-,\ z^\pm=z_+\pm z_-.$$

К ним относятся неселективные решения $(n_+=n_-)$:

$$\begin{gathered}\text{IIa)}\ n^-=0,\ \gamma\gamma_n n^+=\gamma\gamma_l l^+=\lambda^2(1+4\alpha^2\beta^2)(1+\xi)|m^+|^2,\\ l^-=z^-=m^-=0,\ z^+=-i\lambda(1+4\alpha^2\beta^2)\gamma^{-1}(1+\xi)\overline{m}^+,\\ |m^+|^2=\left[\frac{\lambda^4(1+4\alpha^2\beta^2)}{2\gamma_n\gamma_m\gamma^2}(1+\xi)(1+x)\right]^{-1}\left(\delta-\frac{1}{1+\xi}\right);\end{gathered} \tag{5}$$

$$\begin{gathered}\text{IIб)}\ n^-=0,\ \gamma\gamma_n n^+=-\gamma\gamma_l l^+=\lambda^2(1+4\alpha^2\beta^2)(1-\xi)|m^-|^2,\\ l^-=z^+=m^+=0,\ z^-=i\lambda(1+4\alpha^2\beta^2)\gamma^{-1}(1-\xi)\overline{m}^-,\\ |m^-|^2=\left[\frac{\lambda^4(1+4\alpha^2\beta^2)}{2\gamma_n\gamma_m\gamma^2}(1-\xi)(1+x)\right]^{-1}\left(\delta-\frac{1}{1-\xi}\right)\end{gathered} \tag{6}$$

и селективное решение $(n_+\neq n_-)$:

$$\begin{gathered}\text{III)}\ n^-=\pm\frac{2\lambda^2(1+4\alpha^2\beta^2)}{\gamma\gamma_n}\sqrt{\frac{\Delta_+\Delta_-}{\Delta^2}},\\ n^+=\frac{\lambda^2(1+4\alpha^2\beta^2)}{\gamma\gamma_n}\left[(1+\xi)\frac{\Delta_+}{\Delta}+(1-\xi)\frac{\Delta_-}{\Delta}\right],\\ |m^\pm|^2=\frac{\Delta_\pm}{\Delta},\ l^-=0,\\ l^+=\frac{\lambda^2(1+4\alpha^2\beta^2)}{\gamma\gamma_l}\left[(1+\xi)\frac{\Delta_+}{\Delta}-(1-\xi)\frac{\Delta_-}{\Delta}\right],\\ z^\pm=\mp i\lambda(1+4\alpha^2\beta^2)\gamma^{-1}(1\pm\xi)\overline{m}^\pm,\\ \mathrm{Im}(m^-\overline{m}^+)=0.\end{gathered} \tag{7}$$

Последнее равенство в (7) фиксирует разность фаз m^+ и m^-. В формулах (5)—(7) используются обозначения:

$$\xi = \frac{4\alpha\beta}{1+4\alpha^2\beta^2}, \quad \delta = N\frac{\lambda^2(1+4\alpha^2\beta^2)}{\gamma\gamma_m}, \quad x = \frac{\gamma_*}{\gamma_l},$$
$$\Delta_\pm = (1\mp\xi)\{(1\pm\xi) - x - \delta(1\mp\xi)[1 - x(1\pm\xi)]\},$$
$$\Delta = (1-\xi^2)[(2-\xi^2)x - 2].$$

Отметим, что полученные решения не определяют абсолютное значение фазы величин $m^\pm$ и $z^\pm$, что связано с калибровочной инвариантностью выбранного гамильтониана.

4. Анализ стационарных решений

Для наших целей основной интерес представляет определение областей существования физических стационарных решений и анализ их устойчивости. Результаты этого довольно громоздкого анализа выглядят следующим образом.

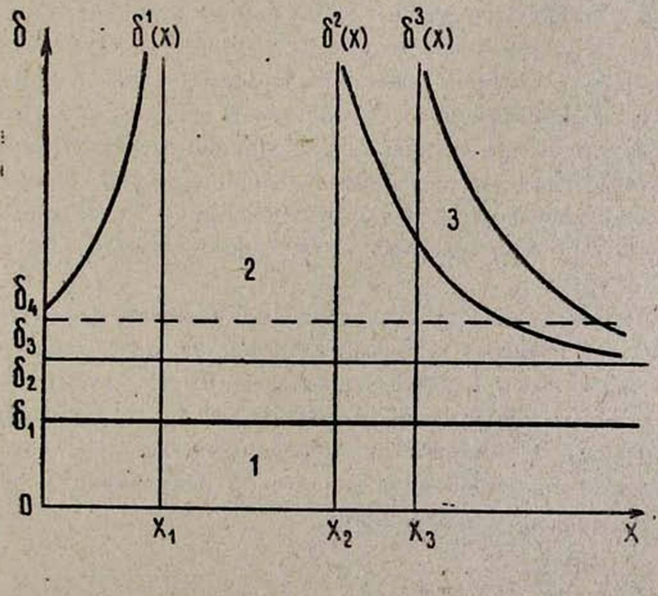
Решение I существует во всей физической области значений параметров $\delta > 0$, $x > 0$. Решение IIа существует в области $\delta > \delta_1$, $x > 0$; решение IIб — в области $\delta > \delta_3$, $x > 0$. Какое из них существует в области $\delta_1 < \delta < \delta_3$ — зависит от знака ξ. Решение III существует в двух несвязанных областях плоскости (δ, x):

$$x < x_1, \ \delta > \delta^1(x); \ \delta^1(x) = \frac{1}{1-|\xi|}\,\frac{(1+|\xi|)-x}{1-(1+|\xi|)\,x} \tag{8}$$

и

$$x > x_2, \ \delta^3(x) \geqslant \delta > \delta^2(x); \ \delta^2(x) = \frac{1}{1+|\xi|}\,\frac{(1-|\xi|)-x}{1-(1-|\xi|)\,x}. \tag{9}$$

Области существования стационарных решений приведены на рисунке,



где

$$x_{1,2}=\frac{1}{1\pm|\xi|}, \quad x_3=\frac{2}{1-\xi^2}, \quad \delta_{1,3}=\frac{1}{1\pm|\xi|},$$

$$\delta_2=\frac{1}{1-\xi^2}, \quad \delta_4=\frac{1+|\xi|}{1-|\xi|}, \quad \delta^3(x)=\frac{x}{(1-\xi^2)\,x-2}.$$

Анализ устойчивости решений I—III выявил три характерные области параметров. Область $1-0<\delta<\delta_1$, $x>0$, в которой устойчиво тривиальное решение. Область $2-\delta_1<\delta<\delta^2(x)$, $x>0$; здесь устойчиво неселективное решение, а тривиальное и селективное решения в ней неустойчивы. Наконец, область $3-\delta^3(x)\geqslant\delta>\delta^2(x)$, $x>x_2$, в которой устойчиво только селективное решение; неселективное и тривиальное решения в этой области неустойчивы.

5. Заключение

Полученные результаты позволяют делать выводы о некоторых свойствах построенной выше модели. Для их обсуждения в качестве управляющих параметров модели будем рассматривать величины δ и x, которые связаны соответственно с «накачкой» $\delta\sim N$ и выводом вещества из активной зоны, считая остальные параметры фиксированными. При значениях δ и x, обеспечивающих поведение модели в области 1, начальные значения динамических переменных релаксируют к своим равновесным значениям. Увеличение «накачки» до величин, превышающих δ_1 при тех же x, переводит модель в режим, при котором количества образующихся в активной зоне веществ превышают равновесные значения. В этом смысле величина δ_1 является критическим параметром неравновесной модели [5] и определяет порог «генерации» вещества в реакторе. При $x<x_2$ дальнейшее увеличение «накачки» не приводит к изменению режима работы. В этих условиях реализуются лишь неселективные стационарные состояния $n_+=n_-$. Иная ситуация имеет место при $x>x_2$. Для таких x существует второе критическое значение «накачки» δ, лежащее на границе областей 2 и 3 по $\delta^2(x)$. Прохождение этой границы в направлении увеличения δ приводит к тому, что неселективное стационарное состояние теряет устойчивость и устанавливается селективное стационарное состояние, при котором в активной зоне образуется преимущественно лишь один из изомеров. В этом случае можно говорить о режиме селективной «генерации» вещества.

Следует отметить, что существование критических параметров, определяющих границы режимов «генерации» вещества, накладывает основные ограничения на физическую реализацию модели. Для решения этого вопроса необходимо учесть влияние реальных спектральных характеристик вещества на поведение динамических переменных. Анализ этого вопроса, а также обсуждение возможности физической реализации модели будут приведены в последующих публикациях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Идзуми И., Таи А.* Стереодифференцирующие реакции, Изд. Мир, М., 1979, с. 376.
2. *Morozov L. L.* Origins of Life, 9, 187 (1979).
3. *Morozov L. L., Kuz'min V. V., Goldanskii V. I.* Origins of Life, 13, 363 (1983).
4. *Морозов Л. Л., Федин Э. И., Кабачник М. И.* ЖФХ, 47, 9 (1973).
5. *Хакен Г.* Синергетика, Изд. Мир, М., 1980, с. 404.

ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ՍԵԼԵԿՑՈՂ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՔՎԱՆՏԱ-ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ՄՈԴԵԼԸ

Վ. Ա. ԱՎԵՏԻՍՈՎ, Ֆ. Ա. ԱՆԻԿԻՆ

Կառուցված է քվանտա-մեխանիկական մոդել, որտեղ կրիտիկական պայմանների կատարման դեպքում տեղի է ունենում նյութի ինքնաբերական սելեկցիայի պրոցես։

QUANTUM-MECHANICAL MODEL OF NON-BALANCED SELECTING SYSTEM

V. A. AVETISOV, F. A. ANIKIN

A quantum-mechanical model is constructed in which the process of spontaneous selection takes part when some critical conditions are fulfilled.

2—675

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 192—197 (1984)

УДК 681.7.013

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ ОТ НЕЛИНЕЙНОЙ ГРАНИЦЫ

М. Н. НЕРСЕСЯН, П. С. ПОГОСЯН, Э. С. САРКИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 8 июля 1983 г.)

Исследован процесс излучения с разностной частотой на границе нелинейной среды в зависимости от поперечных размеров возбуждающих лазерных пучков. В приближении заданного поля решена двумерная задача с учетом граничных условий. Получены аналитические выражения для мощности излучения от границы. Показана возможность применения полученных результатов для создания эталонных антенн.

Генерация разностной частоты (ГРЧ) существенно отличается от процессов генерации гармоник и суммарных частот. Это в первую очередь связано с тем, что поперечные размеры возбуждающих пучков могут быть порядка длины волны разностного излучения, а в некоторых случаях даже меньше [1].

Как известно [2], на границе между линейным и нелинейным диэлектриками возникает как проходящая волна, так и отраженная волна. Исследованию особенностей проходящего излучения с разностной частотой посвящено большое число работ (см., например, [3—9]). Однако можно указать целый ряд задач, для решения которых отраженное излучение является более подходящим. К ним можно отнести, например, определение параметров нелинейных кристаллов и возбуждающих лазеров при помощи ГРЧ, поскольку сильная зависимость параметров проходящего излучения от рассогласования фазовых скоростей и от толщины нелинейной среды затрудняет получение точных количественных данных.

Целью настоящей работы является исследование характерных особенностей процесса отражения в зависимости от поперечных размеров возбуждающих пучков. Считаем, что граница между линейным и нелинейным диэлектриками является плоской, что позволяет нам рассмотреть двумерную задачу. Чтобы не загромождать расчеты и получить более обозримые выражения, сделаем следующие упрощения. Будем считать, что диэлектрические проницаемости линейной и нелинейной сред одинаковы ($\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon$), так как учет скачка диэлектрической проницаемости, когда $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$, можно провести в конечных выражениях, используя обычные законы отражения. Примем, что $y = 0$, а граница совпадает с осью x. Относительно возбуждающих пучков будем полагать, что их параметры не зависят от z. Это соответствует реальной ситуации, если учесть, что их частоты значительно превышают частоты разностного излучения.

При нормальном падении нелинейная поляризация $\mathbf{P}^{нл}$ определится из выражения

$$\mathbf{P}^{нл} = \mathbf{P}_0^{нл}(x)\exp(ikz),$$
$$\mathbf{P}_0^{нл}(x) = \mathbf{e}\hat{\chi}\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 A_1 A_2^*, \tag{1}$$

где $\mathbf{e}$, $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ — соответственно единичные векторы в направлении возбуждаемого и возбуждающих полей, $\hat{\chi}$ — тензор нелинейной восприимчивости, $k_в = k_1 - k_2$ — волновое число волны нелинейной поляризации, A_1 и A_2 — комплексные амплитуды электрических полей возбуждающих пучков: $E_{1,2} = A_{1,2}\exp[-ik_{1,2}z]$.

Если пренебречь дисперсией на длине возбуждающих волн в полосе частот $\Delta\omega = \omega$, что справедливо для большинства кристаллов, то можно записать $ck_в = \omega\sqrt{\varepsilon_0}$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость на частотах возбуждающих пучков. Заметим, что ε_0 может сильно отличаться от ε, особенно в сегнетоэлектрических кристаллах. Так, например, для ниобата лития ($LiNbO_3$) дисперсией возбуждающих пучков можно пренебречь в области 0,42—4,2 мкм, а для разностного излучения — во всей СВЧ области вплоть до субмиллиметровых волн.

С учетом вышеуказанных замечаний общее решение уравнения Максвелла при $z > 0$ для E-поляризации ($E_x = E_z = H_y = 0$, $E_y(x, z) = E^{\perp}$ можно представить в виде

$$E^{\perp} = E^{\perp}_{+} - \frac{\omega^2}{c^2} e^{ik_в z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{4\pi F(k_x)}{k_z^2 - k_в^2} \exp(ik_x x) dk_x, \tag{2}$$

где $F(k_x)$ — фурье-образ амплитуды нелинейной поляризации [10].

Учитывая граничные условия, получим

$$A_R^{\perp} = -\frac{\omega^2}{c^2} \frac{4\pi F(k_x)}{2k_z(k_z + k_в)}, \tag{3}$$

где $A_R^{\perp}$ — угловой спектр $E_R^{\perp}$, т. е.

$$A_R^{\perp} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_R^{\perp}(x, 0)\exp(-ik_x x)\,dx. \tag{4}$$

Угловые спектры H_x и H_z определяются из следующих выражений:

$$B_{Rx} = \frac{c}{\omega} k_z A_R^{\perp}, \quad B_{Rz} = -k_x A_R^{\perp}. \tag{5}$$

В случае H-поляризации имеем

$$B_R^{\perp} = \frac{\omega}{c} \frac{4\pi F(k_x)}{2k_z(k_z + k_в)} (k_z\cos\alpha + k_x\sin\alpha), \tag{6}$$

$$\varepsilon A_{Rx} = -\frac{c}{\omega} k_z B_R^{\perp}, \quad \varepsilon A_{Rz} = \frac{c}{\omega} k_x B_R^{\perp}, \tag{7}$$

где α — угол между вектором $\mathbf{P}^{нл}$ и осью z.

В рассматриваемом случае (изотропная среда, нормальное падение) из-за поперечности волн $P_z = 0$, $P_x = P^{нл}$, т. е. в (6) следует положить $\alpha = 0$.

Если диэлектрические проницаемости линейной и нелинейной сред различны ($\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$), то выражения (3), (5)—(7) нужно умножить на комплексный коэффициент пропускания линейной границы T. Например, в случае E-поляризации имеем [11]

$$T = \frac{2k_z}{k_z + k_{Rz}}, \tag{8}$$

где $k_{Rz} = \sqrt{k_R^2 - k_x^2}$, а k_R — волновое число для линейной среды.

Если ввести двумерный аналог полной излучаемой мощности согласно формуле

$$W = \frac{c}{8\pi} \mathrm{Re} \int_{-\infty}^{\infty} [EH^*]_z \, dx, \tag{9}$$

то для E- и H-поляризаций соответственно получим

$$W^E = \frac{c^2}{8\pi\omega} \mathrm{Re} \int_{-\infty}^{\infty} k_z |A_R^{\perp}|^2 \, dk_x, \quad W^H = \frac{c^2}{8\pi\varepsilon\omega} \mathrm{Re} \int_{-\infty}^{\infty} k_z |B_R^{\perp}|^2 \, dk_x. \tag{10}$$

Рассмотрим случай, когда $|k_x| \ll k$. Для этого необходимо, чтобы эффективный поперечный размер a возбуждающих пучков был значительно больше длины волны λ излучения на разностной частоте ($a \gg \lambda$). В этом случае при любом реальном поперечном распределении интенсивности возбуждающих пучков $F(k_x)$ имеет острый максимум при $k_x = 0$ и, следовательно, все нормали к волнам, входящим в угловой спектр, лежат в узком конусе вокруг оси z, и отраженную волну можно представить как узкий пучок, идущий в отрицательном направлении оси z (см., например, [12]).

Полагая в (3) и (6) $k_z \approx k$, получим

$$\sqrt{\varepsilon} |A_R^{\perp}| \approx |B_R^{\perp}| = \frac{\omega}{c} \frac{2\pi F(k_x)}{(k + k_в)} = \frac{2\pi F(k_x)}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0}}. \tag{11}$$

Подставим эти значения $A_R^{\perp}$ и $B_R^{\perp}$ в (10):

$$W^E \approx W^H = \frac{c\pi}{2\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0})} \int_{-\infty}^{\infty} |F(k_x)|^2 \, dk_x. \tag{12}$$

Учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(k_x)|^2 \, dk_x = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |P^{нл}|^2 \, dx,$$

будем иметь

$$W^E \approx W^H = \frac{c}{4\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0})^2} \int_{-\infty}^{\infty} |P^{нл}|^2 \, dx. \tag{13}$$

Заметим, что в этом случае, когда $a \gg \lambda$, излучаемая мощность не зависит от длины волны. Это обстоятельство можно использовать для создания широкоперестраиваемых источников со стабильной мощностью во всей полосе перестройки. Такие источники могут найти целый ряд практических приложений, в частности, их можно применить для определения дисперсионных свойств элементов, применяемых в области миллиметровых и субмиллиметровых длин волн.

Если возбуждающие пучки имеют гауссовый профиль (одномодовые лазеры), то

$$P^{\text{нл}}(x) = \chi A_1 A_2^* \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right), \quad F(k_x) = \frac{a}{2\sqrt{\pi}}\, P^{\text{нл}}(0) \exp\left(-k_x^2 a^2/4\right), \tag{14}$$

где χ — нелинейная восприимчивость среды, A_{10} и A_{20}^* — амплитуды полей возбуждающих пучков при $x = 0$.

В (14) мы пренебрегли расходимостью возбуждающих пучков и кроме того приняли, что оба пучка имеют одинаковый эффективный радиус a. Как известно (см., например, [3]), влияние этих факторов (расходимость, разные диаметры) на процесс ГРЧ является тривиальным, а именно, они вызывают уменьшение эффективности преобразования из-за неполного перекрытия возбуждающих пучков. Выражение (13) для гауссовых возбуждающих пучков принимает вид

$$W^E \approx W^H = \frac{ac\chi^2 |A_{10}|^2 |A_{20}|^2}{4\sqrt{2\varepsilon}\,(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0})^2}. \tag{15}$$

Выражая $|P^{\text{нл}}|^2$ в (13) через интенсивности возбуждающих пучков, получим

$$W^E \approx W^H = \frac{\pi^{5/2}\, 2^{7/2}\, a\chi^2}{c\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0})^2} J_1 J_2, \quad J_{1,2} = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{8\pi} |A_{1,2}|^2. \tag{16}$$

Введя как и в (9) двумерный аналог мощности возбуждающих пучков W_1 и W_2, будем иметь

$$W^E \approx W^H = \frac{\pi^{3/2}\, 2^{9/2}\, \chi^2}{ac\varepsilon_0 (\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon_0})^2} W_1 W_2. \tag{17}$$

Из последней формулы можно видеть влияние фокусировки возбуждающих пучков на мощность отраженной волны. Следует учесть, что выражение (17) справедливо при условии $a \gg \lambda$, что приводит к оптимальной степени фокусировки, аналогично генерации второй гармоники (см., например, [13]).

Представляет интерес рассмотреть также другой предельный случай, когда $\lambda \gg a$. Сделав в этом случае замены $k_x = k\cos\theta$ и $k_z = k\sin\theta$ для углового распределения мощности получим выражения

$$U^E = \frac{\pi\omega}{2} \frac{|F(\cos\theta)|^2}{(\sqrt{\varepsilon}\sin\theta + \sqrt{\varepsilon_0})^2}, \quad U^H = \frac{\pi\omega}{2} \frac{|F(\cos\theta)|^2 \sin^2\theta}{(\sqrt{\varepsilon}\sin\theta + \sqrt{\varepsilon_0})^2}; \tag{18}$$

W^E и W^H выражаются через U^E и U^H по формуле $W^{E,H} = \int\limits_0^\pi U^{E,H}\, d\theta$.

Для гауссовых возбуждающих пучков в случае $\lambda \gg a$ имеем

$$U^E = \frac{a^2\omega}{8} \frac{P^2(0)}{(\sqrt{\varepsilon}\sin\theta + \sqrt{\varepsilon_0})^2}, \quad U^H = \frac{a^2\omega}{8} \frac{P^2(0)\sin^2\theta}{(\sqrt{\varepsilon}\sin\theta + \sqrt{\varepsilon_0})^2}. \tag{19}$$

Если ввести эффективную длину когерентного взаимодействия

$$L(\theta) = \frac{2\pi c}{\omega(\sqrt{\varepsilon}\sin\theta + \sqrt{\varepsilon_0})}, \tag{20}$$

то выражения (19) можно записать в виде

$$U^E = \frac{c}{4\lambda^3} R^2(\theta), \quad U^H = \frac{c}{4\lambda^3} R^2(\theta)\sin^2\theta, \tag{21}$$

где $R(\theta) = \sqrt{\pi}\, a\, L(\theta)\, P(0)$ — эффективный дипольный момент на частоте ω. Заметим, что первое выражение в (21) представляет собой двумерный аналог элементарного излучателя Гюйгенса, а второе — элементарного диполя с дипольным моментом, зависящим от θ.

Очевидно, что диаграмма направленности отраженной волны зависит от формы поперечного распределения возбужденных пучков. При гауссовом распределении возбужденных пучков получается однолепестковая структура. При других видах распределения получается многолепестковая структура. Для иллюстрации этого рассмотрим случай, когда возбуждающие пучки представляют собой излучение, полученное при дифракции на узкой щели шириной a, расположенной в плоскости $z = 0$. При этом $F(\cos\theta)$ имеет вид

$$F(\cos\theta) = \frac{P(0)}{2\pi} \cdot \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\cos\theta\right)}{k\cos\theta}. \tag{22}$$

Подставляя последнее выражение в (18), получим

$$U^E = \frac{\omega[P(0)]^2\sin^2\left(\frac{ka}{2}\cos\theta\right)}{8\pi(\sqrt{\varepsilon}\sin\theta + \sqrt{\varepsilon_0})^2 k^2\cos^2\theta}, \quad U^H = U^E\sin^2\theta. \tag{23}$$

Как и следовало ожидать, в предельных случаях $\lambda \gg a$ и $\lambda \ll a$ (23) дает те же результаты, что и выражения (17) и (21). В промежуточном случае количество лепестков зависит от отношения λ и a. В частности, если $\lambda = \sqrt{\varepsilon} \cdot a$, получаем аналог полуволнового вибратора.

Таким образом, исследование отраженной волны не только позволяет определить параметры возбуждающих лазеров в нелинейных кристаллах, но и открывает новые возможности для создания широкоперестраиваемых передающих антенн с заданной диаграммой направленности (эталонные антенны).

Авторы признательны М. Л. Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Церинке Ф., Мидвинтер Дж.* Прикладная нелинейная оптика, Изд. Мир, М., 1976. *Zernike F., Berman P.* Phys. Rev. Lett., 15, 999 (1965).

2. *Blombergen N., Pershan P.* Phys. Rev., 128, 606 (1962).
Имеется русский перевод в книге *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. Изд. Мир, М., 1966.
3. *Абдулин У. А. и др.* ЖЭТФ, 66, 1295 (1974).
4. *Lax B., Aggarwal R., Favrot G.* Appl. Phys. Lett., 22, 329 (1973).
5. *Lee N., Aggarwal R., Lax B.* Appl. Phys. Lett., 29, 45 (1976).
6. *Лугина А. С., Хаткевич А. Г., Белый В. Н.* ЖПС, 22, 637 (1975).
7. *Белый В. Н., Хаткевич А. Г.* ЖПС, 25, 452 (1976).
8. *Лугина А. С., Инсарова Н. И., Аковлев Г. С.* ЖПС, 26, 657 (1977).
9. *Geyer F., Fan N.* J. Appl. Phys., 50, 30 (1979).
10. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. Изд. Наука, М., 1973.
11. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Изд. Наука, М., 1970.
12. *Каценеленбаум Б. З.* Высокочастотная электродинамика. Изд. Наука, М., 1966.
13. *Boyd G. D., Kleinman D. A.* J. Appl. Phys., 39, 3597 (1968).

ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻՑ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՎԱԾ ՏԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Մ. Ն. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Պ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Է. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ոչ գծային միջավայրի սահմանի վրա առաջացող ճառագայթման պրոցեսը կախված գրգռող լազերային փնջերի ընդլայնական չափսերից։ Լուծված է երկչափ խնդիրը տրված դաշտի մոտավորությամբ հաշվի առնելով սահմանային պայմանները։ Ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ սահմանից անդրադարձված տարբերական հաճախությամբ ճառագայթման հզորության համար։ Ցույց է տրված ստացված արդյունքների կիրառման հնարավորությունը նմուշային անտեննաների ստեղծման համար։

PROPERTIES OF DIFFERENCE FREQUENCY RADIATION REFLECTED FROM THE BOUNDARY OF A NONLINEAR MEDIUM

M. N. NERSISYAN, P. S. POGOSYAN, E. S. SARKISYAN

The emission of difference frequency radiation on the boundary of a nonlinear medium is investigated in dependence of cross dimensions of exciting laser beams. Analytical expressions for the power of reflected wave are obtained. The possibility of using the obtained results for the design of a standard aerial is demonstrated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 198—205 (1984)

УДК 539.341

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. П. БОЯХЧЯН, Э. Г. МИРЗАБЕКЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 1 апреля 1983 г.)

Проводится расчет пороговых характеристик полупроводникового квантового генератора с распределенной обратной связью и с анизотропным коэффициентом усиления. Показано, что анизотропия коэффициента усиления приводит к комплексности коэффициента связи, к нарушению симметрии спектра мод лазера.

В настоящее время известен ряд работ [1—5], посвященных расчету порогового коэффициента усиления квантовых генераторов с распределенной обратной связью. В этих работах показано, что распределенная обратная связь обладает тем преимуществом, что обеспечивает высокую спектральную селективность лазерного излучения.

Однако в [1—5] собственные частоты и пороговое усиление определялись из волнового уравнения с изотропным коэффициентом усиления, что характерно для генераторов инфракрасного и оптического диапазонов длин волн.

Поэтому существующие результаты нельзя использовать для полупроводниковых квантовых генераторов субмиллиметрового диапазона, поскольку специфика получения активной среды в этом диапазоне [6] приводит к анизотропии коэффициента усиления.

В настоящей работе проводится расчет пороговых характеристик полупроводникового квантового генератора (ПКГ) с анизотропным коэффициентом усиления. Учет анизотропии коэффициента усиления приводит к появлению комплексного коэффициента связи, который зависит от толщины образца, диэлектрических проницаемостей активной и пассивной сред и частоты акустической волны. Кроме того, происходит нарушение симметрии спектра мод лазера.

Мы рассматриваем резонансное дифракционное рассеяние брэгговской волны (т. е. когда выполняются условия $2\Lambda = \lambda$, $\theta = \pi/2$; λ — длина волны излучения, Λ — длина акустической волны, θ — угол падения излучения на акустические плоскости) в себя и во встречную волну того же порядка. Мы предполагаем, что активная среда, создаваемая магнитным полем и ультразвуковой волной [7], помещена в однородную диэлектрическую среду с диэлектрической проницаемостью ε_1 (см. рис. 1). Акустическая волна с волновым числом $\beta_0 = 2\pi/\Lambda$, распространяющаяся вдоль оси x, вызывает изменение диэлектрической проницаемости, которая и обеспечивает распределенную обратную связь. Поле монохроматических H_y-волн с учетом анизотропии коэффициента усиления описывается сле-

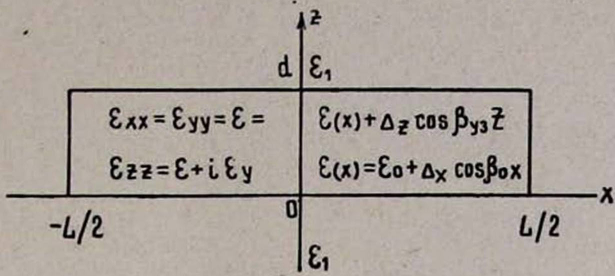


Рис. 1. Распределение диэлектрической проницаемости.

дующим волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}+(\varepsilon+i\varepsilon_y)\left[\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}-\frac{1}{\varepsilon^2}\frac{\partial\varepsilon}{\partial z}\frac{\partial H_y}{\partial z}\right]+$$

$$+\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon+i\varepsilon_y)H_y-\frac{1}{\varepsilon+i\varepsilon_y}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\frac{\partial H_y}{\partial x}=0,\ 0<z<d, \tag{1}$$

а в пассивных областях — уравнением

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}+\varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}H_y=0,\ z<0,\ z>d. \tag{2}$$

Сделав замену

$$H_y=\exp\left(\frac{\Delta_z\cos\beta_{уз}z}{2\varepsilon}\right)V(x,z)$$

в уравнении (1), с учетом условий $\Delta_z/\varepsilon\ll 1$, $\lambda_{уз}/\lambda_{изл}\ll 1$ получаем следующее уравнение для $V(x,z)$:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\varepsilon(x)+i\varepsilon_y}{\varepsilon(x)}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}-\frac{V}{2\varepsilon(x)}\frac{\partial^2(\Delta_z\cos\beta_{уз}z}{\partial z^2}\right)+$$

$$+\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon(x)+i\varepsilon_y)V-\frac{1}{\varepsilon(x)+i\varepsilon_y}\frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}=0. \tag{3}$$

К уравнению (3) можно применить метод Капицы [8], так как ввиду того, что $\lambda_{изл}\gg\lambda_{уз}$, член с $\cos\beta_{уз}z$ является быстро осциллирующим. Записав

$$V=A(x,z)+\varphi, \tag{4}$$

где $A(x,z)$ — медленно меняющаяся амплитуда, а φ — быстро меняющаяся амплитуда, и проделав выкладки по известной схеме Капицы [8], получаем

$$\varphi=\frac{A}{2\varepsilon(x)}\Delta_z\cos\beta_{уз}z, \tag{5}$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\varepsilon(x)+i\varepsilon_y}{\varepsilon(x)}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}+\frac{\beta_{уз}^2\Delta_z^2}{2\varepsilon^2}A\right)+$$

$$+\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon(x)+i\varepsilon_y)A-\frac{1}{\varepsilon(x)+i\varepsilon_y}\frac{\partial\varepsilon(x)}{\partial x}\frac{\partial A}{\partial x}=0. \tag{6}$$

Решение (6) ищем в виде

$$A=\Psi(x)(c_1 e^{imz}+c_2 e^{-imz}). \tag{7}$$

Подставляя (7) в (6) и учитывая, что $\Delta_x/\varepsilon(x) \ll 1$, для Ψ получаем уравнение

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+[a+b\Delta_x\cos\beta_0 x]\Psi+c\Delta_x\sin 2\beta_0 x\frac{\partial\Psi}{\partial x}=0, \tag{8}$$

где

$$a=\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0+i\varepsilon_y)-m^2\frac{\varepsilon_0+i\varepsilon_y}{\varepsilon_0}+\frac{\varepsilon_0+i\varepsilon_y}{\varepsilon_0}\frac{\Delta_z^2\beta_{y3}^2}{8\varepsilon_0^2},$$

$$b=\frac{\omega^2}{c^2}+i\frac{m^2}{\varepsilon_0^2}\varepsilon_y-i\varepsilon_y\frac{\Delta_z^2\beta_{y3}^2}{8\varepsilon_0^4},\quad c=\frac{2\beta_0}{\varepsilon_0+i\varepsilon_y}.$$

Решение уравнения (8) ищем в виде двух связанных волн [1], предполагая при этом, что $\beta_0=\beta=(\omega/c)\sqrt{\varepsilon_0}$:

$$\Psi=\exp(-i\beta_0 x)R(x)+\exp(i\beta_0 x)S(x), \tag{9}$$

где $R(x)$ и $S(x)$ — медленно меняющиеся амплитуды.

Подставляя (9) в (8) и пренебрегая членами $\frac{\partial^2 R}{\partial x^2}$ и $\frac{\partial^2 S}{\partial x^2}$, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}&\frac{dR}{dx}+a_1 R=ik_{\text{св}}S,\\&\frac{dS}{dx}+a_1 S=ik_{\text{св}}R,\end{aligned} \tag{10}$$

где

$$a_1=i\frac{a-\beta_0^2}{2\beta_0},\quad k_{\text{св}}=-\left(b-\frac{c(\beta_0^2+a)}{2\beta_0}\right)\frac{\Delta_x}{4\beta_0}. \tag{11}$$

Решение системы (10) с учетом граничных условий

$$S\left(\frac{L}{2}\right)=R\left(-\frac{L}{2}\right)=0$$

имеет вид

$$\begin{aligned}&R=c_3\,\mathrm{sh}\,\gamma\left(x+\frac{L}{2}\right),\\&S=\pm c_3\,\mathrm{sh}\,\gamma\left(x-\frac{L}{2}\right),\end{aligned} \tag{12}$$

где γ удовлетворяет системе уравнений

$$\begin{aligned}&a_1+\gamma=\pm ik_{\text{св}}e^{\gamma L},\\&\gamma-a_1=\mp ik_{\text{св}}e^{-\gamma L}.\end{aligned} \tag{13}$$

Таким образом, решение уравнения (1) при сделанном выше предположении имеет вид

$$H_y=c_3\left[\mathrm{sh}\,\gamma\left(x+\frac{L}{2}\right)e^{-i\beta_0 x}\pm\mathrm{sh}\,\gamma\left(x-\frac{L}{2}\right)e^{i\beta_0 x}\right]\times$$
$$\times(c_1 e^{imz}+c_1 e^{-imz}),\quad 0<z<d, \tag{14}$$

а решения уравнения (2) следующие:

$$H_y = c_4 (e^{i\beta_0 x} + e^{-i\beta_0 x}) \exp\left[-\sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}\, z \right], \; z > d, \tag{15}$$

$$H_y = c_5 (e^{i\beta_0 x} + e^{-i\beta_0 x}) \exp\left[\sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}\, z \right], \; z < 0. \tag{16}$$

Из условия, чтобы решения (14)—(16) были совместными (непрерывность волновых функций и их производных при $z = 0$, $z = d$) при $md/2 < 1$, получаем

$$\frac{md}{2} = \frac{\sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}}{m} + \pi N, \; N = 0, \; \pm\frac{1}{2}, \; \pm 1, \; \pm\frac{3}{2}, \cdots \tag{17}$$

Из (17) видно, что если $d = \lambda \leqslant 10^{-2} \div 10^{-3}$ см, то для $N \neq 0$ уравнение (17) не имеет решений. Поэтому рассматривая случай $N = 0$, мы будем иметь поперечно одномодовый режим работы.

При $N = 0$ и $|a_1| \gg |k_{св}|$ (тем самым предполагая, что коэффициент усиления намного больше коэффициента связи) система уравнений (13) принимает вид

$$\begin{gathered} \gamma = a_1, \\ 2 a_1 = \pm i k_{св} \exp(a_1 L), \end{gathered} \tag{18}$$

где

$$a_1 = -\left[\frac{2}{d} \sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}} - \beta^2 - \frac{\Delta_z \beta_{уз}^2}{8 \varepsilon_0^2} \right] \frac{\alpha_{пот}}{2 \beta_0 \beta} +$$

$$+ i \left[\frac{\beta^2 - \beta_0^2 - \frac{2}{d} \sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}} + \frac{\Delta_z^2 \beta_{уз}^2}{8 \varepsilon_0^2}}{2 \beta_0} \right] = T_1 + i T_2, \tag{19}$$

$$k_{св} = k_1 + i k_2,$$

$$\begin{gathered} k_1 = -\frac{k_0}{4 \beta_0} \left[\frac{2}{d} \sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}} - \beta_0^2 - \frac{\Delta_z^2 \beta_{уз}^2}{8 \varepsilon_0^2} \right], \\ k_2 = -\frac{k_0}{4 \beta_0} \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_0} \left[\frac{2}{d} \sqrt{\beta_0^2 - \beta^2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}} + \beta_0^2 - \frac{\Delta_z^2 \beta_{уз}^2}{8 \varepsilon_0^2} \right], \end{gathered} \tag{20}$$

$$k_0 = \frac{\Delta_x \beta_0}{\varepsilon_0}, \; \alpha_{пот}(\omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_y}{\sqrt{\varepsilon_0}}.$$

Таким образом, нетрудно видеть, что по сравнению с простым изотропным случаем коэффициент поглощения и коэффициент связи существенно изменяются, т. е. появляются эффективный показатель преломления волны и эффективный комплексный коэффициент связи, которые зависят от толщины активной области и диэлектрических проницаемостей активной и пассивной сред (тогда как в изотропном случае только при модуляции $\mathrm{Re}\,\varepsilon$ $k_{св}$ является действительной величиной, а при модуляции коэффициента усиления $k_{св}$ является чисто мнимой, только при одновременной модуляции $\mathrm{Re}\,\varepsilon$ и $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ $k_{св}$ становится комплексной величиной).

Из выражений (19) и (20) видно, что если $\varepsilon_y/\varepsilon_0 \ll 1$, $\Delta_z \to 0$ и $d \to \infty$, то приходим к результату работы [1]. Кроме того, можно подобрать такое соотношение параметров β_0, d, ε_1 и ε_0, чтобы $k_1 \gg k_2$ или, наоборот, $k_1 \ll k_2$.

Для вычисления порогового коэффициента усиления перепишем (18) в виде

$$2\,T_1 = \exp(T_1 L)(-k_2 \cos T_2 L - k_1 \sin T_2 L), \tag{21}$$

$$2\,T_2 = \exp(T_1 L)(k_1 \cos T_2 L - k_2 \sin T_2 L). \tag{22}$$

Комбинируя уравнения (21) и (22), получим следующую систему уравнений для определения пороговой частоты и порогового усиления:

$$\ln \frac{2\,T_2}{k_1 \cos T_2 L - k_2 \sin T_2 L} = -2\,T_2 L \frac{k_2 \cos T_2 L + k_1 \sin T_2 L}{k_1 \cos T_2 L - k_2 \sin T_2 L}, \tag{23}$$

$$4\,(T_1^2 + T_2^2)\,e^{-2T_1 L} = (k_1^2 + k_2^2). \tag{24}$$

Уравнение (23) имеет множество решений T_2^j. Из выражения $T_2(\omega)$ можно определить спектр частот ω^j, а из (24)—$\alpha_{\text{пот}}(\omega^j)$ — потери при данной частоте ω^j для заданного k_0. Выбором β_0 можно добиться того, чтобы частота ω^j совпала с частотой, при которой коэффициент усиления активной среды имеет максимум. Тогда, приравнивая коэффициент потерь коэффициенту усиления на частоте максимума коэффициента усиления, можно определить пороговые характеристики квантового генератора и их зависимость от температуры, коэффициента обратной связи k_0, длины резонатора и т. д.

Воспользуемся выражением для коэффициента усиления [9]

$$\alpha_{\text{усил}} = \frac{4\,e^2 \{f_e - f_h\}\, G(b,\ \hbar\omega)}{c\sqrt{\varepsilon_0}\,\pi\lambda_H^4 \left(\dfrac{m^* V_s}{\varkappa}\right)^{1/2} \sqrt{\beta^2 - [1 + b - x_\text{г}^2]^2}}, \tag{25}$$

$$G = \frac{0{,}3375}{b^{5/2}} [1 + 2\,b - x_\text{г}^2] \left[1 - \left(\frac{1 + b - x_\text{г}^2}{b}\right)^2\right], \tag{26}$$

$$\varkappa = \frac{4\,m^* S^2}{\hbar^2 \omega_0^2} V_s, \quad f_e - f_h = \frac{\operatorname{sh}\Gamma_0}{\operatorname{ch}\Gamma_0 + \operatorname{ch}[z_0 (x_\text{г}^2 - 1) + y_0]}, \tag{27}$$

$$\Gamma_0 = \frac{\mu_e - \mu_h - \hbar\omega}{2\,kT}, \quad x_\text{г} = \frac{\hbar\omega_\text{г}}{\Delta\varepsilon}, \quad z_0 = \frac{a}{kT}, \quad y_0 = \frac{\Delta\varepsilon - 2\,(\mu_e + \mu_h + \hbar\omega_\text{г})}{2\,kT}.$$

В дальнейшем нам понадобятся значения квазиуровней Ферми для электронов μ_e минизоны проводимости и электронов минивалентной зоны μ_h, которые определим из соотношения [10]

$$n_{e,h} = \frac{1}{V_0} \sum \int d\varepsilon\, dk_z\, f_{eh}(\varepsilon,\ \mu_e,\ \mu_h,\ T)\, \delta\left\{\varepsilon - \left(l + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega - \varepsilon^{eh}(k_z)\right\}, \tag{28}$$

где $n_{e,h}$ — концентрации электронов соответственно в минизонах $\varepsilon_c^e(k_z)$ и $\varepsilon_c^h(k_z)$.

Введя обозначения

$$\xi_e = \frac{a + \frac{\Delta\varepsilon}{2}(\sqrt{1+b} - 1) - \mu_e}{kT},$$

$$\xi_h = \frac{a - \frac{\Delta\varepsilon}{2}(\sqrt{1+b} + 1) - \mu_h}{kT},$$

$$\varkappa_e = \frac{a + \frac{\Delta\varepsilon}{4}\frac{b}{\sqrt{1+\beta}}}{kT}, \quad \varkappa_h = \frac{a - \frac{\Delta\varepsilon}{4}\frac{b}{\sqrt{1+\beta}}}{kT}$$

и вычисляя интеграл (28) таким же способом, как и в [10], получим

$$\xi_{e,\,h} = -\ln\frac{\exp(z_1) - 1}{z_2 - z_3\exp(\varkappa_{e,\,h} + z_1)},$$

где

$$z_1 = 2\pi^2\frac{n_{e,\,h}}{n_0}\varkappa_{e,\,h}\,\beta_{e,\,h}\sqrt{\beta_{e,\,h}^2 - 1},$$

$$n_0 = \frac{1}{\pi\lambda_H^2\lambda_{\text{уз}}}, \quad \lambda_H = \left(\frac{\hbar c}{eH}\right)^{1/2},$$

$$z_2 = \frac{1}{2(\beta_{e,\,h}^2 - 1)}, \quad z_3 = \frac{1}{t_{eh}^2 + \beta_{e,\,h}^2 - 1},$$

$$t_{eh} = \frac{2\pi\beta_{e,\,h}^2}{\sqrt{\beta_{e,\,h}^2 - 1}}, \quad \beta_{e,\,h} = \frac{4 + \varkappa_{e,\,h}}{2\varkappa_{e,\,h}}.$$

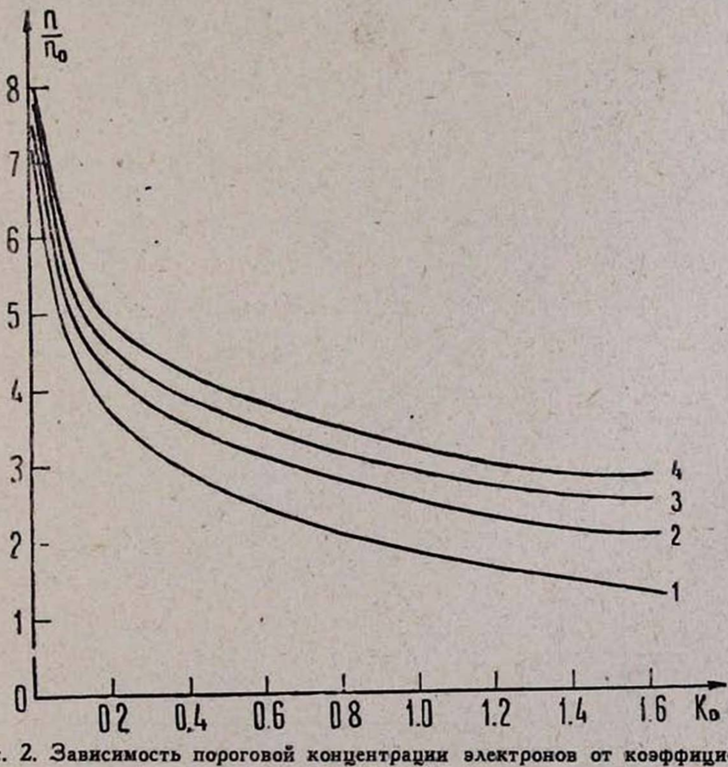


Рис. 2. Зависимость пороговой концентрации электронов от коэффициента обратной связи k_0 для следующих значений параметров: $\varkappa = 0{,}8$, $L = 1$ см, $d = 10^{-3}$ см, $T = 4{,}2$ К, $V_s/kT = 9$, $n_0 = 10^{14}$ см$^{-3}$.

Пороговое условие имеет вид

$$\alpha_{\text{усил.}}(\omega_r,\ \mu_e,\ \mu_h,\ T) = \alpha_{\text{пот}}. \tag{29}$$

Уравнение (29) решалось численно на ЭВМ и результаты представлены в виде графиков.

На рис. 2. приведены графики зависимости пороговой концентрации электронов от k_0 при $T = 4{,}2$ К, $L = 1$ см, $d = 10^{-3}$ см и $\varkappa = 0{,}8$. Видно,

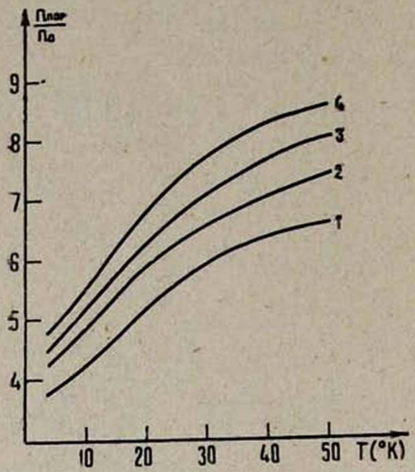


Рис. 3. Зависимость пороговой концентрации электронов от температуры для первых четырех мод $(\omega_1 - \omega_4)$ при $k_0 = 0{,}2$, $\varkappa = 0{,}8$.

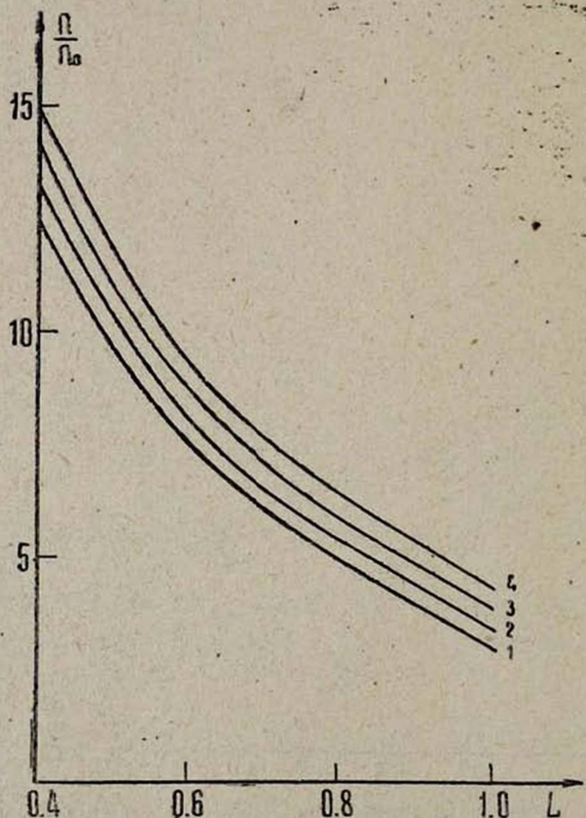


Рис. 4. Зависимость пороговой концентрации электронов от длины образца L.

что с увеличением k_0 пороги между продольными модами начинают различаться достаточно резко (на рис. 2 приведены зависимости порога для первых четырех мод $\omega_1 - \omega_4$).

На рис. 3 приведены графики зависимости пороговой концентрации для первых четырех продольных мод от температуры при $k_0 = 0{,}2$ и $\varkappa = 0{,}8$. На рис. 4 приведена зависимость пороговой концентрации электронов от длины образца L. Видно, что с ростом длины образца пороговое значение концентрации уменьшается. С изменением k_0 и L разность частот между продольными модами изменяется в пределах $10^9 \div 10^{10}$ Гц. Частота генерации составляет $\omega_Г = 10^{13}$ Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kogelnik H., Shank C. B.* J. Appl. Phys., 43, 2327 (1972).
2. *Wang S.* IEEE, Quant. Elect., QE—10, 413 (1974).
3. *Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А.* ФТП, 6, 1369 (1972).
4. *Шкердин Г. Н., Гуляев Ю. В.* ФТП, 10, 1950 (1976).
5. *Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н.* Радиотехника и электроника, 22, 1210 (1977).
6. *Алексанян А. Г., Мирзабекян Э. Г., Бояхчян Г. П.* Квантовая электроника, 6, 1786 (1979).
7. *Алексанян А. Г., Мирзабекян Э. Г.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 28 (1977).
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика, Физматгиз, М., 1958.
9. *Алексанян А. Г., Бояхчян Г. П.* Квантовая электроника, 8, 185 (1981).
10. *Алексанян А. Г., Мирзабекян Э. Г.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 19 (1978).

ԲԱՇԽՎԱԾ ՀԵՏԱԴԱՐՁ ԿԱՊՈՎ ՍՈՒԲՄԻԼԻՄԵՏՐԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԲՈՅԱԽՉՅԱՆ, Է. Հ. ՄԻՐԶԱԲԵԿՅԱՆ

Կատարված է բաշխված հետադարձ կապով և անիզոտրոպ ուժեղացման գործակից ունեցող կիսահաղորդչային քվանտային գեներատորի շեմային բնութագրերի հաշվարկ։ Ցույց է տրված, որ ուժեղացման գործակցի անիզոտրոպիայի հետևանքով կապի գործակիցը դառնում է կոմպլեքս և խախտվում է լազերի մոդաների սպեկտրի սիմետրիան։

A SEMICONDUCTOR LASER OF SUBMILLIMETER RANGE WITH DISTRIBUTED FEEDBACK

A. G. ALEKSANYAN, G. P. BOYAKHCHYAN, E. H. MIRZABEKYAN

A calculation of threshold characteristics of semiconductor laser with distributed feedback and anisotropic amplification factor is given. It is shown that the anisotropy of amplification factor leads to a complex coupling coefficient and to the breaking of the symmetry of laser modes spectrum.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 206—211 (1984)

УДК 621.382.002

ЭФФЕКТ ОТТЕСНЕНИЯ ЭМИТТЕРНОГО ТОКА В СИЛОВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

А. А. ВАРДАНЯН, С. А. ШАБОЯН

СКТБ полупроводниковой техники

(Поступила в редакцию 26 апреля 1983 г.)

Предлагается полуэмпирическая модель для исследования эффекта оттеснения эмиттерного тока в силовых транзисторах, в основе которой лежит обобщенная зависимость статического коэффициента усиления от тока коллектора с учетом двухмерных эффектов, эффектов модуляции проводимости базы и коллектора и расширения квазинейтральной базы. Предложенным способом исследованы распределения эмиттерного тока под эмиттерной гребенкой в силовых транзисторах серии ТК при некоторых характерных режимах работы.

Проблема определения характера неоднородного распределения тока под эмиттером вследствие проявления эффекта оттеснения эмиттерного тока (ЭОЭТ) к краям эмиттерной гребенки в силовых транзисторах занимает одно из центральных мест в процессе разработки. Несмотря на интенсивное изучение этого явления со дня появления первых гребенчатых транзисторов (см., например, [1]), инженерная практика до сих пор нуждается в относительно несложных способах, которые позволили бы получить количественные данные об ЭОЭТ как в статическом, так и в динамическом режимах работы транзистора. Такая ситуация обусловлена сложностью одновременного учета основных факторов, влияющих на характер ЭОЭТ, таких как конструктивно-технологические факторы, с одной стороны (профили распределения примесей и геометрия эмиттера), и режимов работы транзистора, с другой стороны (влияние модуляции проводимостей базы и высокоомного коллектора, расширение квазинейтральной базы и т. д.).

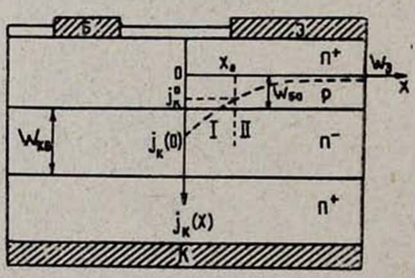


Рис. 1. Поперечный разрез тестовой транзисторной структуры, иллюстрирующий распределение тока под эмиттером.

На рис. 1 приведен поперечный разрез элементарного транзистора n^+-p-n^--n^+-структуры, где $W_э$ — ширина эмиттерной гребенки, $W_{Б0}$ — ширина металлургической базы, $W_{к0}$ — ширина высокоомного коллекторного слоя.

Согласно работам [1, 2], под эмиттерной гребенкой как при низком, так и при высоком уровнях инжекции плотность коллекторного (эмиттерного) тока $J_к(x)$ в зависимости от x дается выражением

$$J_к(x) = J_к(0)\frac{1}{(1+\alpha x)^2}, \tag{1}$$

где $J_к(0)$ — плотность тока на краю гребенки, α^{-1} — характерная длина эффективно инжектирующей части гребенки; эти параметры являются основными характеристиками ЭОЭТ.

В общем случае величины $J_к(0)$ и α являются сложными функциями коллекторного тока, напряжения и конструктивно-технологических параметров транзисторной структуры, которые трудно рассчитать теоретически или определить экспериментально [3].

Авторы ряда работ (см., например, [1, 4]) для упрощения задачи при изучении ЭОЭТ прибегали к ряду допущений, в связи с чем полученные ими результаты носят довольно частный характер. В такой ситуации, на наш взгляд, для определения характеристик ЭОЭТ эффективными могут оказаться полуэмпирические модели.

В общем случае полный коллекторный ток ($I_к$) и коэффициент усиления ($h_{21э}$) элементарного транзистора в схеме с общим эмиттером будут определяться следующими выражениями:

$$I_к = L_э \int_0^{W_э} J_к(x)\,dx, \tag{2}$$

$$h_{21э} = \frac{L_э}{I_к}\int_0^{W_э} J_к(x)\,h_{21э}(x)\,dx, \tag{3}$$

где $h_{21э}(x)$ — одномерный коэффициент усиления в точке x эмиттерной гребенки, определяемый локальной плотностью тока в данной точке, $L_э$ — длина эмиттерной гребенки. Изменение $J_к(x)$ под эмиттерной гребенкой за счет проявления ЭОЭТ приводит к соответствующему изменению $h_{21э}(x)$.

По аналогии с работой [5] в рамках модели заряда в условиях, когда одновременно проявляются эффекты модуляции проводимости базы и расширения квазинейтральной активной базы за счет модулированного коллекторного слоя, для одномерного $h_{21э}(x)$ нетрудно получить следующее выражение:

$$h_{21э}^{-1}(x) = h_{21э0}^{-1} + \frac{W_{Б0}^2}{4D_Б\,Q_э/D_э}J_к(x) + \left[\frac{W_{KIБ}^2(x)\,J_к(x)}{4D_к D_Б\,Q_э/D_э} + W_{KIБ}^2/4D_к\tau_к\right]\theta(x_0 - x), \tag{4}$$

где

$$h_{21э0}^{-1} = \frac{Q_Б/D_Б}{Q_э/D_э} + \frac{W_{Б0}^2}{4D_Б\tau_Б}$$

3—675

— максимальное значение коэффициента усиления при низком уровне инжекции, $W_{\text{кIБ}} = W_{\text{к}0}[1 - J_{\text{к}}^{0}/J_{\text{к}}(x)]|_{U_{\text{кэ}}}$ — ширина модулированной части n^{-}-коллектора, $J_{\text{к}}^{0} = U_{\text{кэ}}/\rho_{\text{к}} W_{\text{к}0}$ — граничное при данном $U_{\text{кэ}}$ значение плотности коллекторного тока, начиная с которого транзистор входит в режим насыщения, $\theta(x_0 - x)$ — ступенчатая функция ($\theta(x_0 - x) = 1$ при $x < x_0$, $\theta(x_0 - x) = 0$ при $x > x_0$), точка x_0 является границей между насыщенной и активной областями эмиттера (области I и II на рис. 1) при данном значении $U_{\text{кэ}}$ и определяется из условия $J_{\text{к}}(x) = J_{\text{к}}^{0}$, $Q_{\text{э}}/D_{\text{э}}$ и $Q_{\text{Б}}/D_{\text{Б}}$ — числа Гуммеля соответственно для эмиттера и базы, $\tau_{\text{Б}}$ и $\tau_{\text{к}}$ — средние значения времени жизни неосновных носителей заряда в активной базе и коллекторе.

Исследования на тестовых транзисторах показали, что выражение (4) для одномерного $h_{21\text{э}}(x)$ при относительно узких эмиттерных гребенках шириной ~ 30—40 мкм дает достаточно близкие к эксперименту результаты.

Подставив выражения (1) и (4) в (2) и (3) и проведя несложное интегрирование при условии $2\sqrt{D_{\text{к}}\tau_{\text{к}}} > (2 \div 3)\, W_{\text{кIБ}}$, что хорошо выполняется в силовых транзисторах, для двухмерного коэффициента усиления и полного коллекторного тока получим выражения:

$$h_{21\text{э}}^{-1} = h_{21\text{э}0}^{-1} + \frac{W_{\text{к}0}^{2} J_{\text{к}}}{12\, D_{\text{к}} D_{\text{Б}} Q_{\text{э}}/D_{\text{э}}} \left\{ \left(\frac{W_{\text{Б}0}}{W_{\text{к}0}}\right)^{2} \frac{D_{\text{к}}}{D_{\text{Б}}} \frac{(1 + \alpha W_{\text{э}})^{2}}{\alpha W_{\text{э}}} \left[1 - \frac{1}{(1 + \alpha W_{\text{э}})^{3}}\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\alpha W_{\text{э}}} \left[\left(1 + \alpha W_{\text{э}} - 3\frac{J_{\text{к}}^{0}}{J_{\text{к}}}\right)^{2} - 12\left(\frac{J_{\text{к}}^{0}}{J_{\text{к}}}\right)^{2} + 8\left(\frac{J_{\text{к}}^{0}}{J_{\text{к}}}\right)^{3/2} (1 + \alpha W_{\text{э}})^{1/2} \right] \right\}, \tag{5}$$

$$I_{\text{к}} = \frac{J_{\text{к}}(0)}{(L_{\text{э}} W_{\text{э}})^{-1}} / (1 + \alpha W_{\text{э}}), \tag{6}$$

где $J_{\text{к}} = I_{\text{к}}/L_{\text{э}} W_{\text{э}}$ — средняя плотность коллекторного тока.

При данном значении $U_{\text{кэ}}$ измеряя $h_{21\text{э}}$ и $h_{21\text{э}0}$ на тестовой транзисторной структуре и зная ее основные геометрические и технологические параметры, из уравнений (5) и (6) можно определить два неизвестных параметра $J_{\text{к}}(0)$ и α и тем самым получить закон распределения тока под эмиттерной гребенкой практически для всех режимов работы транзистора (как в активном режиме, так и в режиме насыщения).

Для исследования ЭОЭТ в силовых транзисторах серии ТК с характерными для них диффузионными профилями распределения примесей и геометрией, приведенной на рис. 1, были изготовлены тестовые транзисторные структуры, основные параметры которых были следующими: $L_{\text{э}} = 2500$ мкм, $W_{\text{э}} = 1250$ мкм, $W_{\text{к}0} = 45$ мкм, $W_{\text{Б}0} = 15$ мкм, $D_{\text{к}} = 24$ см^2/с, $D_{\text{Б}} = 10$ см^2/с, $\tau_{\text{к}} = 15$ мкс. Ширины металлизаций эмиттерной и базовой гребенок тестового транзистора специально были выбраны широкими, чтобы исключить эффект перераспределения тока по длине эмиттерной гребенки вследствие падения напряжения на металлизациях.

На рис. 2 приведены выходные ВАХ тестовых транзисторных структур (цифрами 1—8 обозначены характерные режимы работы, для которых были определены характеристики ЭОЭТ $J_{\text{к}}(0)$ и α^{-1}, а также границы насыщенной и активной областей эмиттера x_0 (см. таблицу)). На рис. 3 изображены зависимости плотности тока $J_к(x)$ от x для режимов работы 1—4, соответствующих фиксированному значению коллекторного напряжения $U_{кэ} = 2$ В. При этом было установлено, что увеличение коллекторного тока от 40 до 170 мА приводит к увеличению плотности тока на краю эмиттера от 20 до 75 А/см^2; ширина эффективно инжектирующего края эмиттера (α^{-1}) уменьшается от 150 до 97 мкм, а ширина насыщенной области под эмиттером увеличивается от 30 до 95 мкм.

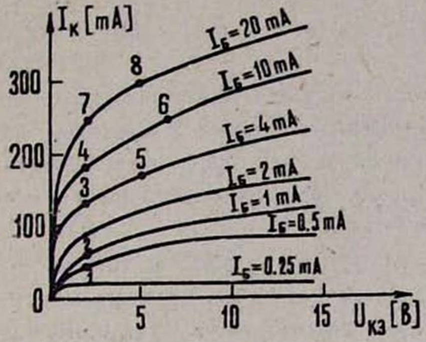


Рис. 2.

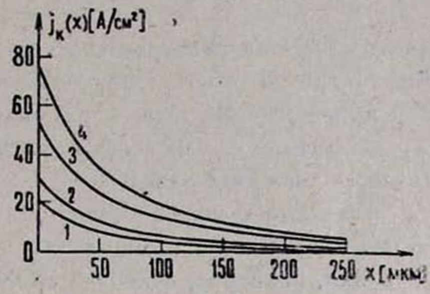


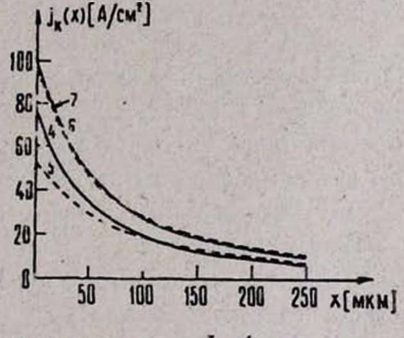
Рис. 3.

Рис. 2. Усреднение выходных ВАХ тестовых транзисторных структур в схеме с общим эмиттером.

Рис. 3. Зависимость плотности коллекторного тока $J_к(x)$ от координаты x для режимов работы 1 — 4 (см. рис. 2).

Интересные результаты получаются при сравнении характеристик ЭОЭТ режимов 4 и 5, 6 и 7 (см. рис. 4 и таблицу), характеризующихся

Рис. 4. Зависимость плотности коллекторного тока $J_к(x)$ от координаты x для режимов работы 4—7 (см. рис. 2).



разными по величине значениями коллекторного тока $I_к$ (соответственно 170 и 250 мА). Сравнение режимов 4 и 5 показывает, что при токе коллектора $I_к = 170$ мА уменьшение коэффициента усиления от 42 до 17 приводит к существенному усилению ЭОЭТ: $J_к(0)$ увеличивается от 53 до 75 А/см^2, а α^{-1} уменьшается от 143 до 97 мкм. Таким образом при переходе от режима 5 к режиму 4 в ЭОЭТ начинает преобладать «вредное» влияние увеличения базового тока (в 2,5 раза) по отношению к влиянию модуляции проводимости и расширения базы при более насыщенном режиме 4, которые стремятся ослабить ЭОЭТ.

То же самое нельзя сказать о режимах 6 и 7, для которых $I_к = 250$ мА. В этом случае уменьшение коэффициента усиления от 25 до 12,5 практи-

Таблица

Режим работы на выходных ВАХ	$I_к$, mA	$I_Б$, mA	$h_{21э}$	$U_{бэ}$, В	$J_к(0)$, A/см²	$J_к$, A/см²	α^{-1}, мкм	x_0, мкм
1	40	0,5	80	2	12	1,28	150	30
2	65	1	63	2	23,2	2,02	120	41
3	130	4	32	2	53	4,06	104	65,2
4	170	10	17,5	2	75	5,6	97	94,3
5	170	4	42,5	5	53	5,44	143	4,35
6	250	10	25	7	100	8	105	18,23
7	250	20	12,5	2	98	8	110	134,87
8	300	20	15	5	125	9,6	103	60,54

чески не меняет распределения плотности тока под эмиттером (см. рис. 4). Это говорит о том, что при более насыщенном режиме 7 эффекты модуляции проводимости базы и расширения базы за счет модулированного n^--коллектора полностью компенсируют «вредное» влияние увеличения базового тока (в 2 раза).

Таким образом, в зависимости от режима работы транзистора в ЭОЭТ преобладает влияние тех или иных факторов, которые могут усилить или, наоборот, ослабить ЭОЭТ, а в некоторых случаях один из факторов может даже компенсировать влияние другого.

Предлагаемую модель с таким же успехом можно использовать для рассмотрения ЭОЭТ в динамических режимах работы силового транзистора, работающего в режиме переключения с индуктивной нагрузкой. Если при этом считать, что базовый ток мгновенно нарастает от нуля до своего амплитудного значения $I_Б$, то закон нарастания коллекторного тока по выходной характеристике с $I_Б = \text{const}$ будет следующим:

$$I_к(t) = \frac{U_к}{R_н + R_{нас}}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{эф}}\right)\right], \tag{7}$$

где $U_к$ — напряжение коллекторного источника, $R_н$ и $R_{нас}$ — сопротивления нагрузки и насыщенного транзистора, $\tau_{эф}$ — постоянная времени коллекторной цепи, определяющая процесс нарастания тока (зависит от среднего значения времени жизни носителей заряда в базе и коллекторе и в большей степени от индуктивности нагрузки).

Таким образом, при заданном значении $I_Б$ в разные моменты нарастания коллекторного тока на основе выходных ВАХ транзистора, определяя соответствующие значения $I_к$ и $U_{кэ}$ и пользуясь уравнениями (5) и (6), можно установить динамику распределения плотности коллекторного тока под эмиттерной гребенкой.

В заключение авторы выражают благодарность Р. Г. Татевосяну, Л. И. Малышевой и А. С. Григорян за полезное обсуждение и помощь при подготовке статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fletcher N. H.* Proc. IRE, 43, 551 (1955).
2. *Авакьянц Г. М.* Физические принципы проектирования мощных транзисторов и программы их машинного расчета. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1978.

3. *Hower P. L.* IEEE Trans., ED-25, 465 (1978).
4. *Hauser J. R.* IEEE Trans., ED-11, 238 (1964).
5. *Hower P. L.* IEEE Trans., ED-20, 426 (1973).

ԷՄԻՏԵՐԱՅԻՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՐՏԱՄՂՄԱՆ ԷՖԵԿՏԸ ՈՒԺԱՅԻՆ ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ս. Հ. ՇԱԲՈՅԱՆ

Աշխատանքում առաջարկվում է կիսաէմպիրիկ մոդել ուժային տրանզիստորներում էմիտերային հոսանքի արտամղման էֆեկտի (ԷՀԱԷ) ուսումնասիրման համար։ Այդ մոդելը հիմնըված է ուժեղացման գործակցի կոլեկտորային հոսանքից ունեցած ընդհանրացված կախվածության վրա, հաշվի առնելով երկչափ էֆեկտները, բազայի և կոլեկտորի հաղորդականությունների մոդուլյացիայի և քվազինեյտրալ բազայի լայնացման էֆեկտները։ Առաջարկված մոդելով ուսումնասիրվել է ՏԿ սերիայի ուժային տրանզիստորներում էմիտերային հոսանքի բաշխվածությունը էմիտերային ատամի տակ՝ տրանզիստորի աշխատանքի մի քանի բնութագրական ռեժիմներում։ Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ կախված տրանզիստորի աշխատանքի ռեժիմից հոսանքի բաշխման վրա կարող է գերակշռել այս կամ այն գործոնի ազդեցությունը, որը կարող է ուժեղացնել կամ թուլացնել ԷՀԱԷ-ն, իսկ որոշ դեպքերում գործոններից մեկը կարող է կոմպենսացնել մյուսի ազդեցությունը։ Հիմնավորվում է առաջարկված մոդելի կիրառելիությունը ուժային տրանզիստորների աշխատանքի դինամիկ ռեժիմների համար։

EMITTER CURRENT CROWDING IN POWER TRANSISTORS

A. H. VARDANYAN, S. H. SHABOYAN

A semiempirical model is proposed for the investigation of emitter curren crowding in power transistors. The model is based on the generalized dependence ot statical amplification coefficient, $h_{21Э}$, on the collector current with due regard for two-dimensional effects, the effects of base and collector conductivity modulation and the widening of active base. The model was used for the examination of injected current distribution under the emitter stripe for some operating modes of TK series power transistors. The possibility of using the proposed model also in dynamical operating modes of power transistors is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 212—218 (1984)

УДК 621.382.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УТЕЧКИ ТОКА В СРЕДНЕМ ЭМИТТЕРНОМ ПЕРЕХОДЕ *n-p-n-p-n*-СТРУКТУРЫ

А. А. ДЖЕРЕДЖЯН, А. Г. МАНУКЯН, Б. М. ГЮРДЖЯН, Г. С. КАРАЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 июня 1983 г.)

Проведено экспериментальное исследование утечки тока в среднем эмиттерном переходе *n-p-n-p-n*-структуры. При определенном выборе исходных технологических параметров структуры получены образцы, у которых этот переход практически не имеет утечек. В этом случае участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением на ВАХ последнего коллекторного перехода может образоваться под влиянием утечек тока в первом эмиттерном переходе.

1. Введение

Исследование сложных многослойных структур (МСС) имеет большой научный и практический интерес. Отметим работу [1], где приведены результаты исследований шестислойных структур, которые при прямом включении имеют на ВАХ два участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Нестрогая теория таких структур предложена в [2]. Супермногослойные симметричные структуры впервые рассмотрены в [3]. Показано, что эти структуры могут иметь участки с ОДС на ВАХ и обладать памятью. Строгая и более общая теория МСС с произвольным числом слоев и с произвольной асимметрией для случая статического режима приведена в работах [4, 5], где введено понятие эффекта взаимодействия между несмежными частями МСС. Этим эффектом обусловлены обобщенные механизмы формирования участка с ОДС на ВАХ коллекторных переходов МСС и изменение знака напряжения на них (следовательно и свойства статических ВАХ структур [6, 7]).

Теоретическое предсказание эффекта сделало актуальной задачу его экспериментального обнаружения и изучения, но оказалось, что это связано с трудностями. Дело в том, что эффект непосредственно не наблюдается [4, 7], а отделение тех свойств ВАХ коллекторов, которые обусловлены только действием этого эффекта, от другого рода воздействий соседних частей структуры очень трудно. Необходимо свести их к минимуму, чтобы в структуре доминировал только эффект взаимодействия. Простейшей структурой, в которой это можно осуществить, является пятислойная. Участок ОДС на ВАХ ее крайнего коллекторного перехода в определенных условиях может формироваться благодаря существованию утечек тока в первом эмиттерном переходе (т. е. под влиянием действия эффекта). Необходимо только, чтобы центральный эмиттерный переход структуры не имел утечек. Изготовление таких структур трудно, но вполне реально.

Условия возникновения эффекта взаимодействия в них можно обеспечить путем высокого легирования баз, что исключает возможность действия других механизмов образования ОДС, связанных как с объемным зарядом, так и с изменением коэффициентов усиления составных транзисторов из-за сужения ширины баз с ростом напряжения.

Таким образом, при исследовании эффекта взаимодействия в пятислойных структурах важной задачей является проверка существования утечек тока в центральном эмиттерном переходе. Самостоятельный интерес представляет также решение на ЭВМ обратной задачи теории МСС: определение исходных (технологических) параметров структуры путем измерения ее электрических параметров.

2. Некоторые вопросы конструирования структур

Из результатов работ [4, 5] следует, что требуемые структуры должны удовлетворять некоторым заранее заданным условиям. Отметим, что не все технологические параметры структуры можно варьировать и не все параметры входят в аналитические выражения, описывающие те свойства структур, которые мы выбрали для данного случая.

Исходным материалом для изготовления структур был кремний n-типа с $\chi_3 = 2{,}4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ и $\tau_3 = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ с (обозначения см. в [4, 8, 9]). Выбор материала с такими значениями χ_3 и τ_3 не случаен и сделан исходя из следующих соображений:

а) четвертый переход должен быть резким, поэтому нужно взять материал с небольшим значением χ_3 (так как переход создается путем диффузии примеси);

б) значение величины $i_3\,\delta_3^2$ должно быть относительно малым;

в) значение m_2 должно стремиться к нулю.

Для возникновения эффекта взаимодействия необходимо выполнение следующих соотношений:

$$\frac{\beta_3\beta_4\beta_2^* i_3}{\theta_2^*} = 0{,}12, \ \beta_2 = 0{,}98, \ m_{4\,\text{ср}} = 0{,}2. \tag{1}$$

Первое из них представляет обусловленную эффектом добавку к коэффициенту переноса четвертой базы — β_4. Второе необходимо для того, чтобы выполнялось первое (числа 0,12 и 0,98 оценочные, но реальные с точки зрения технологии). Третье условие получено из соотношения $m_4 = (U_4/U_{04})^{1/2}$, которое выполняется для данного случая [10].

Для повышения точности измерений и упрощения методики исследований необходимо, чтобы ширина четвертой базы W_4 была меньше ширины второй базы W_2. С другой стороны, чтобы в первом эмиттерном переходе была интенсивная рекомбинационная утечка (большое значение $i_1\delta_1^2$), необходимо иметь малое значение τ_2 во второй базе. Но тогда может нарушиться условие $\beta_2 = 0{,}98$, и, чтобы этого не произошло, вторую базу нужно делать узкой. Большое значение W_4 нежелательно, так как с увеличением W_4 уменьшается β_4 и увеличивается $m_{4\,\text{ср}}$, что может привести к нарушению первого и третьего условий в (1) и затруднит разработку методики исследований. Кроме того, методику работы [10] уже нельзя применять. Существенным становится изменение ширины четвертого перехода в зависимости от напряжения. Целесообразно принять условие

$$W_2 - W_4 = 10^{-3}\ \text{см}. \qquad (2)$$

Тогда W_2 и W_4 можно одновременно взять малыми. Чтобы иметь замкнутую систему уравнений, из которой можно было бы определить исходные параметры структур, нам нужно иметь еще несколько соотношений, причем таких, чтобы входящие в них величины были точно измеримы, а их характерные значения известны. Возьмем, например, следующие:

$$J_{2\,\text{инв}} = 2{,}5\cdot 10^{-3}\,A,\ J_{4\,\text{ор}} = 2\,J_{2\,\text{инв}},$$
$$J_{0\,\min} = 3\,J_{2\,\text{инв}},\ U_{0\,\min} = 0{,}5\,B. \qquad (3)$$

Таким образом, систему уравнений, состоящую из (1)—(3), можно задать ЭВМ и вычислить исходные параметры структур. Это — пример обратной задачи теории МСС. В таблице приведены результаты вычислений.

Таблица

Номер базы (слоя)	X (см$^{-3}$)	τ (с)	W (мкм)
1		10^{-9}	
2	$1{,}2\cdot 10^{16}$	$4\cdot 10^{-6}$	22
3	$2{,}4\cdot 10^{14}$	$1{,}5\cdot 10^{-4}$	230
4	$2{,}68\cdot 10^{15}$	$6{,}45\cdot 10^{-7}$	12
5		10^{-9}	

3. Утечки в переходах

На рис. 1 изображена модель исследуемой структуры. Омические утечки возникают в основном в четвертом переходе, рекомбинация интенсивна в первом переходе (так как τ_1 очень мало). Значения омических утечек можно определить, измерив реактивные параметры переходов. У выбранной структуры величины сопротивлений омических шунтов первых трех переходов достаточно велики (больше 1 МОм), и током через них можно пренебречь.

Рис. 1.

Сравнительно сложным является вопрос исследования процесса рекомбинации (коэффициента рекомбинационной утечки) в третьем эмиттерном переходе, что является целью настоящей работы. Следуя [8, 9], коэффициент рекомбинации определим так $\delta_3 = I_{3\,\text{рек}_0}/i_3$, где i_3 — ток насыщения третьего перехода, а $I_{3\,\text{рек}_0}$ можно считать постоянной величиной.

Вопрос нахождения значения δ_3 целесообразно связать с рассмотрением изменения с током коэффициента усиления крайнего транзистора α_4, в не-котором интервале, вплоть до возникновения эффекта взаимодействия. Согласно [4] имеем

$$\alpha_4' = \beta_4 \left(1 - \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{4J}{i_3 \delta_3^2}}} \right), \tag{4}$$

где β_4 определяется так же, как коэффициент переноса носителей тока в четвертой базе.

В общем случае β_4 зависит от значений напряжения во втором и четвертом переходах (U_2 и U_4), но если $\chi_4 \gg \chi_3$ и β_4 зависит от U_4 слабо, эта зависимость будет иметь вид

$$\beta_4(U_2) = \frac{1}{\operatorname{ch} \eta_4} \frac{1}{1 + A \operatorname{cth}\left(\eta_3 - g \sqrt[3]{U_2}\right) \operatorname{th} \eta_4}, \tag{5}$$

где

$$g \equiv \left(\frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\pi e L_3^3 |\operatorname{grad} \chi_3|} \right)^{1/3}, \quad A = \frac{D_3 L_4 \chi_4}{D_4 L_3 \chi_3}, \quad \eta_l = \frac{W_l}{L_l},$$

g характеризуется эффективным градиентом распределения примесей во втором переходе.

Из (5) следует, что для малого значения тока J' и для токов, близких к $J_{2\,\text{инв}}$, справедливо соотношение

$$\beta_4[U_2(J')] \simeq \beta_4[U_2(J_{2\,\text{инв}})] \tag{6}$$

(так как в этих случаях $U_2 \approx 0$).

Тогда из (4) и (6) получаем выражение

$$\frac{\alpha_4(J')}{\sqrt{1 + \frac{4J'}{i_3 \delta_3^2}} - 1} - \frac{\alpha_4(J_{2\,\text{инв}})}{\sqrt{1 + \frac{4J_{2\,\text{инв}}}{i_3 \delta_3^2}} - 1} = \frac{\alpha_4(J_{2\,\text{инв}}) - \alpha_4(J')}{2}, \tag{7}$$

откуда можно найти $i_3 \delta_3^2$, если его правая часть известна.

Преобразуем уравнение плотности тока через четвертый переход к следующему виду:

$$\alpha_4 = f(J) = 1 - m[U_4(J)] - \frac{1}{J} \left[i^* \sqrt{U_4(J)} + \frac{U_4(J)}{r_4}(1 - m) \right]. \tag{8}$$

Измерив с помощью метода работы [10] параметры $m(U_4)$ и i^* ($i^* = 3{,}4 \cdot 10^{-4}$ мА$\cdot$В$^{-1/2}$), а также значения тока и напряжения, можно вычислить правую часть (8), а затем и (7).

4. Эксперимент

По результатам измерений построена кривая 1 (рис. 2). Подставляя значения токов и напряжений $J' \simeq 60$ нА, $J_{2\,\text{инв}} \simeq 2{,}4$ мА, $U_2(J') \approx 0{,}3\,B$ и $U_2(J_{2\,\text{инв}}) \approx 0{,}3\,B$ в выражение (7), получаем $i_3 \delta_3^2 = 60$ CGSE (20 нА). Таким образом, мы нашли зависимость $\beta_4(U_2)$. С ее помощью можно объяснить механизм образования участка ОДС на ВАХ четвертого перехода и решить вопрос о существовании утечек тока на третьем переходе.

Ошибки в значениях полученных результатов могут быть обусловлены двумя причинами — погрешностями измерения и особенностями методики. Например, по методике вместо нулевого значения U_2 мы берем

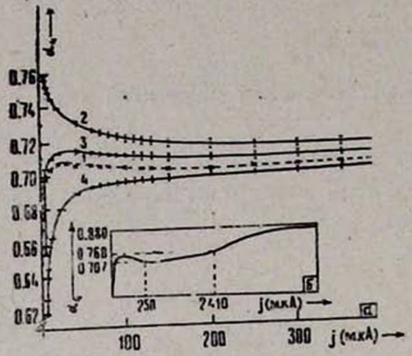


Рис. 2. Зависимость α_4 (J) (1) — экспериментальная кривая; 2) $i_3\delta_3^2 = 0$, 3) $i_3\delta_3^2 = 16{,}7$ нА, 4) $i_3\delta_3^2 = 133{,}3$ нА — расчетные кривые, для которых $m_2 = 0{,}015$) в интервале токов (в мкА): *а*) 0 — 0,4 (точки сверху и снизу у каждой расчетной кривой соответствуют значениям $m_2 = 0{,}03$ и $m_2 = 0$); *б*) 0—40 (качественная кривая).

$U_2(J') = U_2(J_{2'\text{нив}}) = 0{,}3$ В, что приводит к определенной ошибке и в (6), и в конечном результате. Аналогичная ошибка возникает при пренебрежении зависимостью β_4 от U_4. Чтобы оценить суммарную погрешность, необходимо определить величину g. Для этого строится вольт-емкостная характеристика

$$C_2(U_2) \cong [C_1^{-1}(U_1) + C_2^{-1}(U_2) + C_3^{-1}(U_3)]^{-1}. \qquad (9)$$

При этом опять допускается ошибка, так как $C_2(U_2)$ непосредственно измерить невозможно, поэтому используется приближение (9). В этом случае величина ошибки для интервала напряжений 4—180 В не превышает 2%. На рис. 3 приведена экспериментальная характеристика $C_2(U_2)$, из которой следует, что в интервале 4—180 В второй переход является линейным и $g = 0{,}0188$ В$^{-1/3}$ (определяется по наклону прямой).

Если подставить значение g в (5) и записать его для трех значений U_2, например для 20, 200 и 700 В, получим систему уравнений относительно η_3, η_4 и A. Задавая разумные пределы изменения этих величин с учетом технологии изготовления структур и решая указанную систему на ЭВМ, для η_3, η_4 и A получаем следующие значения: $\eta_3 = 0{,}5476$, $\eta_4 = 0{,}2727$, $A = 0{,}4679$. Зависимость $\beta_4(U_2)$ уже можно записать в явном виде, подставляя в (5) значения η_3, η_4, A и g.

Оценка ошибок, обусловленных приближениями $U_2(J_{2\,\text{нив}}) \approx 0$ и $U_2(J') \approx 0$, значений величин $\alpha_4(J)$, $\operatorname{th}\eta_3$ и $i_3\delta_3^2$ показала, что они не превышают 3%. Отметим, что минимум на кривой 1 (рис. 2) при $J \approx J_{2\,\text{ср}}$ физически можно объяснить расширением третьей базы структуры с уменьшением U_2. Однако такое утверждение не является строго обоснованным.

5. Сравнение результатов эксперимента и машинного расчета

Экспериментальные значения величин (21 значение), описывающих ВАХ второго перехода, вводятся в ЭВМ. С помощью выражений (4) и (5) для трех значений $i_3\delta_3^2 = 0, 50$ и 400 CGSE (т. е. 0, 16,7 и 133,3 нА) и $m_2 = 0$, 0,015 и 0,03 с учетом расширения объема второго перехода и роста напряжения на нем вычисляется α_4. Соответствующие кривые приводятся на рис. 2. Сравнение кривых показывает, что реальному эксперименту соответствует кривая 3, для которой $i_3 \delta_3^2 = 50$ CGSE (16,7 нА). Вариации этой кривой на ЭВМ с малым шагом дают значение $i_3 \delta_3^2 = 67$ CGSE (22,3 нА). Это сравнение подтверждает предположение о том, что минимум на экспериментальной кривой 1 обусловлен чередованием расширения и сужения области пространственного заряда второго перехода с изменением напряжения на нем.

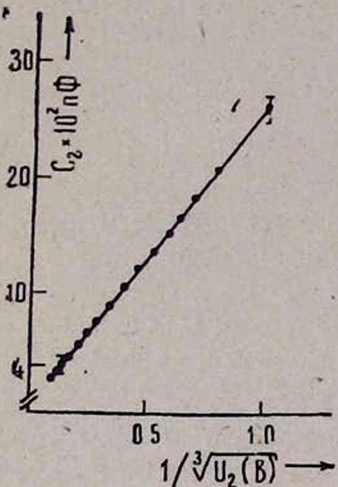


Рис. 3.

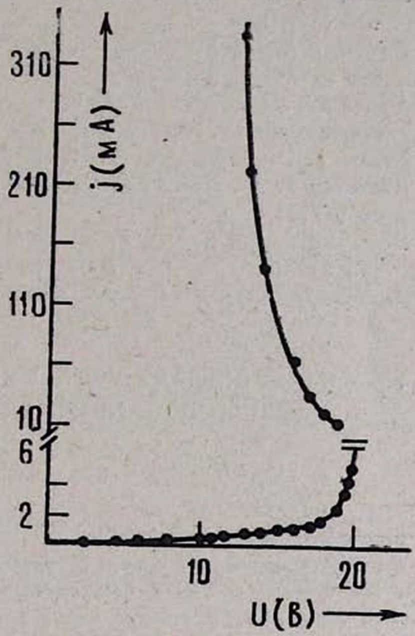


Рис. 4.

При токах $J < J_{2\,ср}$ $\alpha_4(J)$ с током растет: а) из-за возрастания $\beta_4(U_2)$ с уменьшением U_2; б) из-за существования рекомбинационной утечки на третьем переходе. Но, как следует из результатов эксперимента, скорость роста $\alpha_4(J)$ при $J < J_{2\,ср}$ мала и недостаточна для формировани: ОДС на ВАХ четвертого перехода. В этом нетрудно убедиться, снимая ВАХ этого перехода (рис. 4).

Можно думать, что используя (5), мы тем самым интерполировали экспериментальную кривую 1 другой кривой (кривой 3). Но это не так. Такую сложную кривую, обладающую высокой трансцендентностью, невозможно интерполировать тремя точками, кроме того ЭВМ задается экспериментальная таблица ВАХ $U_2(J)$, обеспечивающая независимость подобной процедуры от интерполяции экспериментальной кривой.

В заключение отметим, что такие исследования можно провести и другим путем, а именно, вместо электрических параметров можно измерить исходные параметры структуры (ширины баз, концентрации примесей и т. д.), но из-за трудоемкости работы и больших погрешностей измерений (до 50—60% иной раз) этот путь нецелесообразен. В нашем случае максимальная дисперсия значений токов составляла 7%, а напряжений — 5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Грехов И. В., Шуман В. Б.* Сб. «Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов». Изд. Наука, Л., 1969, с. 202.
2. *Лебедев А. А.* Сб. «Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов». Изд. Наука, Л., 1969, с. 291.
3. *Стафеев В. И.* ФТП, 5, 408 (1971).
4. *Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 402 (1974).
5. *Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 498 (1974).
6. *Евсеев Ю. А., Челноков В. Е.* Физические принципы работы силовых полупроводниковых приборов. Изд. Энергия, М., 1973.
7. *Караян Г. С., Джереджян А. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 38 (1979).
8. *Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 44 (1972).
9. *Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 435 (1972).
10. *Avakyants G. M. et al.* Phys. Stat. Sol. (a), 62, 547 (1980).

n-p-n-p-n-ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ԷՄԻՏԵՐԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՐՏԱՀՈՍՔԻ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Հ. Հ. ՋԵՐԵՋՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Բ. Մ. ԳՅՈՒՐՋՅԱՆ, Հ. Ս. ՂԱՐԱՅԱՆ

Սկզբնական տեխնոլոգիական պարամետրերի որոշակի ընտրությամբ պատրաստված են n-p-n-p-n-կառուցվածքներ, որոնց կենտրոնական էմիտերային անցումը հոսանքի արտահոսք չունի։ Այդ պատճառով վերջին կոլեկտորային անցման վոլտ-ամպերային բնութագծի վրա բացասական դիմադրության տիրույթ կարող է առաջանալ շնորհիվ առաջին էմիտերային անցումում եղած հոսանքի արտահոսքի։

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF CURRENT LEAKAGE ON CENTRAL EMITTER JUNCTION IN *n-p-n-p-n*-TYPE STRUCTURE

A. A. DZHEREDZHYAN, A. G. MANUKYAN, B. M. GURDZHYAN, G. S. KARAYAN

The current leakage on the central emitter junction in *n-p-n-p-n*-type structure has been experimentally investigated. For definite initial technological parameters of the structure the samples were made in which this junction practically had no leakage. In this case, the part of negative differential resistance on the current voltage characteristic of the edge collector junction may be formed under the influence of current leakage on the first emitter junction.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, том 19, вып. 4, 219—221 (1984)

УДК 534.532

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ

Р. Г. ДЖАНГИРЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 июля 1983 г.)

Теоретически рассмотрено переходное излучение объемных и поверхностных упругих волн, возбуждаемых в твердом полупространстве при пересечении термоакустическим источником гауссовой формы свободной границы упругой среды. Получены частотно-угловое распределение полей смещений и энергии продольных, поперечных и поверхностных волн переходного излучения, а также их пространственно-временное распределение.

Настоящая работа посвящена исследованию переходного излучения (ПИ) упругих волн в твердом теле ($z > 0$), возбуждаемого термоакустическим источником, нормально пересекающим его границу с вакуумом $z = 0$.

Предполагая упругое тело изотропным и пренебрегая эффектами теплопроводности, для векторов продольного и поперечного смещений можно записать уравнения [1]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_L^2 \Delta\right) \mathbf{u}_L = \frac{\eta_T}{c_v} \int\limits_{-\infty}^{t} \operatorname{grad} Q(\mathbf{r}, \tau)\, d\tau,$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_t^2 \Delta\right) \mathbf{u}_t = 0, \tag{1}$$

где $c_{L,\,t}$ — скорость продольного и поперечного звука, η_T — коэффициент температурного смещения, c_v — теплоемкость,

$$Q(\mathbf{r}, t) = Q_0 \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{a^2} - \frac{(z - v_0 t)^2}{L^2}\right\}$$

есть плотность мощности термоакустического источника, движущегося вдоль оси z со скоростью v_0.

Для получения полей ПИ систему (1) необходимо дополнить условием отсутствия сил на поверхности $z = 0$ твердого тела. Тогда спектральные компоненты полей смещения объемных упругих волн ПИ будут иметь вид

$$u_{L,\,t}(\omega) = iB_0 f_{L,\,t}(\vartheta)\, R^{-1} e^{i\frac{\omega R}{c_{L,\,t}}} e^{-\frac{\omega^2}{4}\chi^2_{L,\,t}(\vartheta)}, \tag{2}$$

где

$$B_0 = \frac{Q_0 \eta_T a^2 L}{4\pi^{1/2} c_L^2 c_v}, \quad \chi^2_{L,\,t} = \frac{L^2}{v_0^2} + \frac{a^2}{c^2_{L,\,t}} \sin^2\vartheta,$$

$$f_L(\vartheta) = -\frac{\cos\vartheta}{M_L} \times$$

$$\times \frac{\left[(2\varepsilon^2 \sin^2\vartheta - 1)^2 + 4\varepsilon^2 (1 - \varepsilon^2 \sin^2\vartheta)^{1/2} \frac{1}{M_t}\right]}{(M_L^{-2} - \cos^2\vartheta)\left[(2\varepsilon^2\sin^2\vartheta - 1)^2 + 4\varepsilon^3 \cos\vartheta \sin^2\vartheta\,(1 - \varepsilon^2\sin^2\vartheta)^{1/2}\right]},$$

$$f_t(\vartheta) = \frac{\cos\vartheta}{M_t} \frac{2\sin\vartheta\cos 2\vartheta\,[M_t^{-1} - (\varepsilon^2 - \sin^2\vartheta)^{1/2}]}{[\varepsilon^2 - M_t^{-2} - \sin^2\vartheta]\,[(2\sin^2\vartheta - 1)^2 + 4\cos\vartheta\sin^2\vartheta\,(\varepsilon^2 - \sin^2\vartheta)^{1/2}]},$$

$$\varepsilon = c_t/c_L, \; M_{L,\,t} = v_0/c_{L,\,t}, \; R^2 = x^2 + y^2 + z^2, \; \cos\vartheta = z/R.$$

Для поверхностных волн Рэлея получаем выражение

$$u_s(\omega) = \frac{\pi B_0}{8 c_t^2} F H_0^{(1)}\left(\frac{\omega}{c_R}\rho\right) e^{-\omega^2 \chi_R^2/4}, \tag{3}$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$, c_R — фазовая скорость волн Рэлея, а $F = \mathrm{const}$, явный вид которой мы не приводим ввиду громоздкости.

Из соотношений (2) и (3) интегрированием по всем частотам получим пространственно-временные импульсы ПИ:

$$u_{L,\,t}(\mathbf{r}, t) = \frac{\pi B_0 f_{L,\,t}(\vartheta)}{R\, c_{L,\,t}} \operatorname{sign}(R - c_{L,\,t}\, t) \operatorname{erfc}\left[\frac{R - c_{L,\,t}\, t}{c_{L,\,t}\chi_{L,\,t}}\right], \tag{4}$$

$$u_s(\mathbf{r}, t) = \frac{\pi^{3/2}}{4 c_t^2} \frac{B_0 F}{\sqrt{\rho}} \frac{|\rho - c_R t|^{1/2}}{\sqrt{2}\chi_R} \exp\left\{-\frac{(\rho - c_R t)^2}{2\chi_R^2 c_R^2}\right\} \times$$
$$\times \left\{ I_{-1/4}\left[\frac{(\rho - c_R t)^2}{2\chi_R^2 c_R^2}\right] - \operatorname{sign}(\rho - c_R t)\, I_{1/4}\left[\frac{(\rho - c_R t)^2}{2\chi_R^2 c_R^2}\right]\right\}. \tag{5}$$

Частотно-угловое распределение энергии ПИ объемных упругих волн дается соотношением

$$\frac{dW_{L,\,t}}{d\vartheta d\omega} = \frac{4\pi^2 \rho_T B_0^2}{c_{L,\,t}} f^2_{L,\,t}(\vartheta) \sin\vartheta\, e^{-\frac{\omega^2}{2}\chi^2_{L,\,t}(\vartheta)} \tag{6}$$

(ρ_T — плотность твердого тела), а частотное распределение энергии ПИ поверхностных упругих волн определяется так

$$\frac{dW_s}{d\omega} = \frac{\pi^3 B_0^2}{16} \frac{\rho_T c_R^2}{c_t^4} F_W e^{-\frac{\omega^2}{2}\chi_R^2}, \tag{7}$$

где F_W является функцией параметров $c_{L,\,t,\,R}$, v_0 и F.

Соотношения (6) и (7) позволяют оценить величину энергии ПИ упругих волн во всем интервале частот, а с помощью ее частотно-угловой зависимости — найти соотношения между параметрами L, a, v_0, Q_0, $c_{L,\,t,\,\rho}$.

В заключение отметим, что измерение переходного излучения поля упругих волн и его энергии, с одной стороны, позволяет «детектировать» термоакустический источник (Q_0, a, L, v_0) при известных теплофизических параметрах упругой среды и, с другой стороны, дает возможность найти соотношения между теплофизическими параметрами твердой среды (c_v, η_T, $c_{L,t,R}$) при заданных характеристиках термоакустического источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости, Изд. Наука, М., 1965, с. 204.

ՋԵՐՄԱՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ռ. Գ. ՋԱՆԴԻՐՅԱՆ

Տեսականորեն դիտարկված է պինդ կիսատարածության մեջ ծավալային և մակերևույթային առաձգական ալիքների անցումային ճառագայթումը, որն առաջանում է, երբ գաուսյան ձև ունեցող ջերմաձայնային աղբյուրը հատում է առաձգական միջավայրի ազատ սահմանը։ Ստացված են համապատասխան արտահայտություններ անցումային ճառագայթման շեղման դաշտերի և երկայնական, լայնական ու մակերևույթային ալիքների էներգիաների համար։ Բերվում են նաև այդ մեծությունների տարածա-ժամանակային բաշխումը նկարագրող բանաձևեր։

TRANSITION RADIATION OF ELASTIC WAVES EXCITED BY THERMOACOUSTIC SOURCE

R. G. DZHANGIRYAN

Transition radiation of bulk and surface elastic waves excited in solid semi-infinite space by gaussian thermoacoustic source when crossing the free boundary of elastic medium has been theoretically considered. Expressions for frequency-angular distributions of displacements and for the energy of longitudinal, transverse and surface transition radiation waves as well as for their space-time distribution were obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 222—224 (1984)

УДК 535.530.182

УРАВНЕНИЯ БЛОХА ДЛЯ ПЕРЕХОДА 1/2—1/2

В. М. АРУТЮНЯН, Д. Г. АКОПЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 24 мая 1983 г.)

Рассматривается взаимодействие интенсивного излучения с вырожденной двухуровневой системой с моментами количества движения $I_1=I_2=1/2$. Получена система уравнений Блоха, описывающая взаимодействие совокупности таких атомов с полем излучения.

Обычно задача о взаимодействии сильного поля с вырожденной двухуровневой системой решается в представлении неприводимых тензорных операторов [1]. Однако такая теория довольно сложна и аналитические решения удается получить только в первом нелинейном приближении. Поэтому представляет интерес построение теории, позволяющей находить решения в общем случае. Это оказывается возможным для системы с моментами количества движения $I_1 = I_2 = 1/2$.

Рассмотрим прохождение квазимонохроматического поляризованного излучения с электрическим вектором

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)\, e^{-i\omega t} + \text{к. с.} \tag{1}$$

через резонансную среду, состоящую из идентичных двухуровневых атомов. В поле поляризованного излучения снимается вырождение атомных уровней и задача реально сводится к взаимодействию излучения с совокупностью многоуровневых атомов.

Уравнения для амплитуд $a_{\pm 1/2}$ основного и $b_{\pm 1/2}$ возбужденного состояний атома, которые получаются из уравнения Шредингера, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\dot{a}_{-1/2}(t) &= -i\varepsilon\xi_z^* b_{-1/2}(t) + i\varepsilon\xi_-^* b_{1/2}(t),\\
\dot{a}_{1/2}(t) &= i\varepsilon\xi_+^* b_{-1/2}(t) + i\varepsilon\xi_z^* b_{1/2}(t),\\
\dot{b}_{-1/2}(t) - i\varepsilon b_{-1/2}(t) &= -i\varepsilon\xi_z a_{-1/2}(t) + i\varepsilon\xi_+ a_{1/2}(t),\\
\dot{b}_{1/2}(t) - i\varepsilon b_{1/2}(t) &= i\varepsilon\xi_- a_{-1/2}(t) + i\varepsilon\xi_z a_{1/2}(t),
\end{aligned} \tag{2}$$

где $\xi = d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)/(\sqrt{6}\,\hbar\varepsilon)$, $\varepsilon = \omega - \omega_0$ — расстройка резонанса, а d — приведенный матричный элемент дипольного момента.

Учитывая, что $a_{\pm 1/2}$ и $b_{\pm 1/2}$ являются компонентами контравариантных спиноров, построим на основе амплитуд состояний следующие величины:

скаляры

$$s_{11} = |a_{1/2}(t)|^2 + |a_{-1/2}(t)|^2,$$
$$s_{22} = |b_{1/2}(t)|^2 + |b_{-1/2}(t)|^2, \tag{3}$$
$$s_{12} = \overset{*}{s}_{21} = a_{1/2}(t)\, \overset{*}{b}_{1/2}(t) + a_{-1/2}(t)\, \overset{*}{b}_{-1/2}(t);$$

векторы

$$\eta_{11}^x = a_{-1/2}(t)\, a^*_{1/2}(t) + a_{1/2}(t)\, a^*_{-1/2}(t),$$
$$\eta_{11}^y = -i[a_{-1/2}(t)\, a^*_{1/2}(t) - a_{1/2}(t)\, a^*_{-1/2}(t)],$$
$$\eta_{11}^z = |a_{1/2}(t)|^2 - |a_{-1/2}(t)|^2;$$
$$\eta_{22}^x = b_{-1/2}(t)\, b^*_{1/2}(t) + b_{1/2}(t)\, b^*_{-1/2}(t),$$
$$\eta_{22}^y = -i[b_{-1/2}(t)\, b^*_{1/2}(t) - b_{1/2}(t)\, b^*_{-1/2}(t)],$$
$$\eta_{22}^z = |b_{1/2}(t)|^2 - |b_{-1/2}(t)|^2;$$
$$\eta_{12}^x = a_{-1/2}(t)\, b^*_{1/2}(t) + a_{1/2}(t)\, b^*_{-1/2}(t),$$
$$\eta_{12}^y = -i[a_{-1/2}(t)\, b^*_{1/2}(t) - a_{1/2}(t)\, b^*_{-1/2}(t)],$$
$$\eta_{12}^z = a_{1/2}(t)\, b^*_{1/2}(t) - a_{-1/2}(t)\, b^*_{-1/2}(t);$$
$$\eta_{21} = \eta^*_{12}.$$

Здесь s_{ii} и η_{ii} — соответственно полные заселенности и векторы ориентации нижнего $(i = 1)$ и верхнего $(i = 2)$ состояний, s_{12} — скалярный ток перехода, η_{12} — вектор, определяющий поляризованность системы.

Переходя в системе (2) от переменных $a_{\pm 1/2}$ и $b_{\pm 1/2}$ к переменным s_{in} и η_{in} и вводя обычным способом релаксации, получим самосогласованную систему уравнений для взаимодействия интенсивного поля с вырожденной двухуровневой системой:

$$\frac{\partial s_{11}}{\partial t} + \gamma'/2\,(s_{11} - 1) = i\varepsilon\,(\xi^*\eta^*_{12}) - i\varepsilon\,(\xi\eta_{12}),$$

$$\frac{\partial s_{22}}{\partial t} + \gamma'/2\, s_{22} = i\varepsilon\,(\xi\eta_{12}) - i\varepsilon\,(\xi^*\eta^*_{12}),$$

$$\frac{\partial s_{12}}{\partial t} + (\gamma''/2 + i\varepsilon)\, s_{12} = i\varepsilon\,(\xi^*\eta_{22}) - i\varepsilon\,(\xi^*\eta_{11}),$$

$$\frac{\partial \eta_{11}}{\partial t} + \gamma_1/2\, \eta_{11} + \gamma'/6\, \eta_{22} = i\varepsilon\, \xi^* s^*_{12} - i\varepsilon\xi\, s_{12} - \varepsilon\,[\xi^*\eta^*_{12}] - \varepsilon\,[\xi\eta_{12}], \tag{4}$$

$$\frac{\partial \eta_{22}}{\partial t} + \gamma_2/2\, \eta_{22} = i\varepsilon\,\xi\, s_{12} - i\varepsilon\,\xi^* s^*_{12} - \varepsilon\,[\xi^*\eta^*_{12}] - \varepsilon\,[\xi\eta_{12}],$$

$$\frac{\partial \eta_{12}}{\partial t} + (\gamma/2 + i\varepsilon)\, \eta_{12} = i\varepsilon\, \xi^*(s_{22} - s_{11}) - \varepsilon\,[\xi^*(\eta_{11} + \eta_{22})],$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\mathbf{E} - \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{P}.$$

Здесь $(\gamma')^{-1}$ и $(\gamma_l)^{-1}$ — времена релаксации полной заселенности и ориентации, γ — однородная ширина атомного перехода, γ'' — однородная ширина (не имеющая простого физического смысла).

Поляризованность среды выражается через η_{12} следующим образом:

$$\mathbf{P} = \frac{Nd^*}{\sqrt{6}} e^{-i\omega t} \eta_{12}^*. \tag{5}$$

Такая векторная форма записи уравнений Блоха более удобна для рассмотрения поведения атомной системы 1/2—1/2, чем обычно принятая запись в представлении неприводимых тензорных операторов. Возможные решения системы уравнений (4) будут опубликованы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Чайка М. П.* Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, Л., 1975.

ԲԼՈԽԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԸ 1/2—1/2 ԱՆՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Դ. Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Դիտարկվում է ինտենսիվ ճառագայթման փոխազդեցությունը երկմակարդականի այլասերված սիստեմի հետ, որի շարժման քանակի մոմենտները հավասար են $I_1=I_2=1/2$։ *Ստացված է Բլոխի հավասարումների սիստեմը, որը նկարագրում է նման ատոմների բազմության փոխազդեցությունը ճառագայթման դաշտի հետ։*

THE BLOCH EQUATIONS FOR 1/2-1/2 TRANSITION

V. M. ARUTYUNYAN, D. G. AKOPYAN

An interaction of intense radiation with a two-level degenerate system having angular momenta $I_1 = I_2 = 1/2$ is discussed. A system of Bloch equations describing the interaction of an assembly of such atoms with the radiation field is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 225—228 (1984)

УДК 539.12.124.185

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗ *GaAs*, ПОКРЫТОГО СЛОЕМ *EuS*

Р. А. МЕЛИКЯН, П. С. ОВНАНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 7 июля 1983 г.)

Рассматривается возможность фотоэмиссии поляризованных электронов из полупроводника типа $GaAs$, покрытого ферромагнитным полупроводником (например, EuS), обеспечивающим отбор электронов по спинам. Как показывают оценки, предлагаемый источник поляризованных электронов может обеспечить 10^{11} электронов в импульсе (10^{-6} с) с высокой степенью поляризации и с эмиттансом не более 10^{-3} рад·см.

Наиболее эффективным из известных методов получения интенсивного пучка поляризованных электронов (ПЭ) ГэВ-ных энергий в циклических ускорителях является ускорение низкоэнергичных ПЭ. Для этой цели практический интерес представляет источник, обеспечивающий инжекцию ПЭ в ускоритель в импульсном режиме с интенсивностью тока порядка 10^{11} электронов в импульсе (10^{-6} с) и с эмиттансом не более 10^{-3} рад·см. Степень поляризации пучка P должна быть высокой ввиду неизбежной частичной деполяризации в процессе ускорения. Указанные параметры пучка могут обеспечить предлагаемый ниже источник ПЭ, принципиальная схема которого приведена на рисунке.

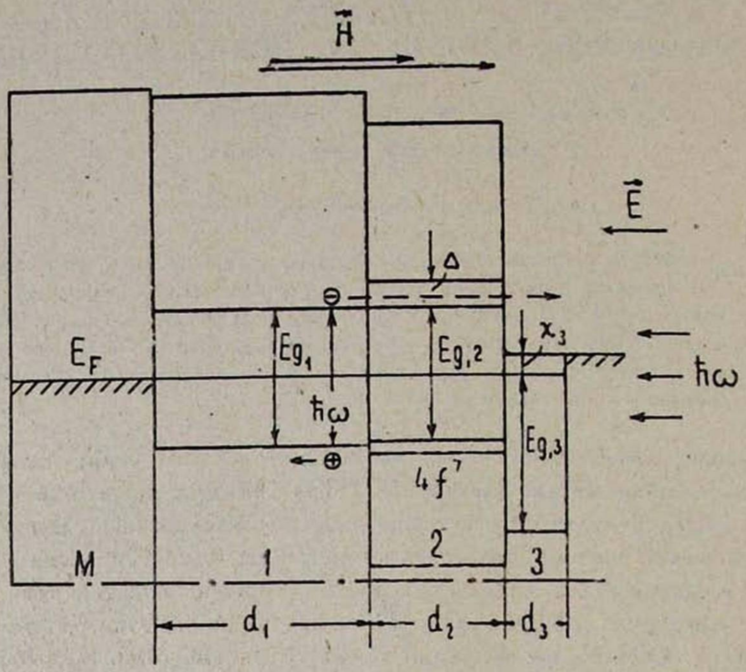
На металлическую подложку нанесены последовательно слои полупроводника (например, $GaAs$ с толщиной d_1), ферромагнитного полупроводника (ФМП) (EuS с толщиной d_2) и полупроводника n-типа с электронным сродством $\chi_3 < E_{g,2}/2$ (например, CsI с $\chi_3 = 0{,}1$ эВ, Rb_2Te или Cs_2Te с $\chi_3 < 0{,}5$ эВ с толщиной d_3).

Во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$ при $T < T_c = 16{,}5$ К дно зоны проводимости ФМП расщеплено по спину на величину Δ (для EuS $\Delta = 0{,}3$ эВ. $E^{\downarrow}_{g,2} = E_{g,2} - \Delta \approx 1{,}5$ эВ, $E^{\uparrow}_{g,2} = E_{g,2} + \Delta$ [1, 2]).

При облучении лазером (вдоль оси z) с энергией фотонов $E_{g,1} < \hbar\omega < E_{g,2} + \Delta$ в EuS и $GaAs$ возбуждаются межзонные переходы и в слое толщиной $\approx 1/\alpha$ (α — коэффициент поглощения) зона проводимости заселяется электронами. Собственное поглощение в указанных полупроводниках n-типа отсутствует, так как в них $\hbar\omega < E_{g,3}$. Поглощением свободными носителями в полупроводнике n-типа при концентрации доноров 10^{17}—10^{18} см$^{-3}$ также можно пренебречь ввиду того, что $d_3\alpha_3 \ll 1$.

Коэффициенты поглощения $GaAs$ и EuS на облучаемой частоте одного порядка ($\alpha = 10^4$ см$^{-1}$) [3, 4], и при $d_2 \ll d_1 = 1/\alpha$ поглощением в слое EuS можно пренебречь.

В указанных условиях электроны, возбужденные в зону проводимости кристалла $GaAs$ с квазиимпульсом $K_z > 0$ и со спином, направленным по оси z (или против, в зависимости от направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$), могут пройти через EuS и выйти в вакуум, т. е. ФМП здесь выполняет роль фильтра по спинам электронов. Длина свободного пробега



Схематическое изображение фотоэмиссии поляризованных электронов с помощью ФМП: M — металлическая подложка, 1 — $GaAs$, 2 — ФМП, 3 — полупроводник n-типа.

электронов в GaA при температуре $T < T_c$ имеет порядок $l \approx 10^{-3}$ см $>$ $> 1/\alpha$, и поэтому можно обеспечить большой квантовый выход.

Для оценки величины тока ПЭ заметим, что время рекомбинации электронов с дырками ($\tau_{рек}$) на несколько порядков больше времени энергетической релаксации ($\tau_{рел}$) и времени переноса электронов в вакуум (τ_n), поэтому большая часть возбужденных электронов успевает термализоваться (испуская оптические фононы за время 10^{-12} — 10^{-13} с [5] на наинизшие уровни Ландау с поперечной энергией $E_T \approx \kappa T \approx 10^{-3}$ эВ). В объеме кристалла $GaAs$ с площадью $S = 10^{-2}$ см^2 и $d_1 = 1/\alpha$ магнитное поле равно намагниченности EuS, т. е. $4\pi M \simeq 1{,}5 \cdot 10^4$ Гс [6]. Число квантовых состояний для энергий $E < E_T$ в этом объеме есть величина порядка 10^{10}, что намного больше числа термализованных за время переноса ($\tau_n \approx 10^{-11}$ с) электронов. Поперечный импульс электрона, соответствующий энергии $(kT/2)(m_c^*/m_0) = 10^{-4}$ эВ [7] (для $GaAs$ $m_c^* =$ $= 0{,}067\, m_0$), при эмиссии сохраняется, поэтому половинный угол раствора эмиттированных электронов с энергией $(E_{g,2} - \Delta)/2 - \chi_3 \simeq 0{,}5$ эВ меньше, чем 10^{-2} рад, а при диаметре пучка ПЭ 10^{-1} см эмиттанс меньше 10^{-3} рад·см.

Облучение кристалла $GaAs$ циркулярно поляризованным светом приводит, как известно, к ориентации возбужденных в зону проводимости электронов (с $P \simeq 0{,}5$) [5]. При соответствующем согласовании направлений внешнего магнитного поля и поляризации света число ПЭ увеличивается в 1,5 раза. Обращение направления поляризации может осуществляться изменением направления внешнего магнитного поля.

В процессе эмиссии электронов вследствие неравенства подвижностей электронов (μ_e) и дырок (μ_h) образуется избыток положительного заряда N_h, создающий запирающее электрическое поле $E_{зап}$, для компенсации которого и увеличения скорости дрейфа дырок вводится внешнее электрическое поле E. Число электронов, эмиттированных при заданном Е, определяется из условия

$$U = -e\mathrm{E}z + \frac{4\pi N_h e^2 z}{\varepsilon S} < E_T, \tag{5}$$

где U — потенциальная энергия электронов, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника (для EuS $\varepsilon = 11{,}1$, для $GaAs$ $\varepsilon = 12$). Например, при токе 10^{11} электронов в импульсе для нейтрализации положительного заряда в заданном темпе необходимо, чтобы $(\mathrm{E} + E_{зап})\,\mu_h \geqslant 10^6$ см/с. Отсюда следует целесообразность использования достаточно чистого кристалла $GaAs$ с большой дырочной подвижностью.

Интенсивность лазера, а следовательно, и ток ПЭ ограничены тем, что поглощение света может вызвать нагрев ФМП до температуры $T > T_c$, при которой магнитное упорядочение нарушается. Однако освещение короткими импульсами (10^{-6} с) с большой скважностью между ними (0,02 с) (в соответствии с режимом работы ускорителя) может существенно уменьшить тепловые эффекты в кристалле. Если квантовый выход оценить величиной $Y = 10^{-1}$, то для указанного темпа возбуждения требуется лазер с импульсной мощностью всего в 0,1 Вт.

Для полного анализа следует более детально рассмотреть зонную структуру полупроводников, учесть граничные эффекты контактов, возможность образования неоднородных состояний, дисперсию коэффициента поглощения и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kisker E. et al.* Phys. Rev., B18, 2256 (1978).
2. *Нагаев Э. Л.* Физика магнитных полупроводников. Изд. Наука, М., 1979.
3. *Guntherodt G., Schoens J., Wachter P.* J. Appl. Phys., 41, 1083 (1970).
4. *Зеегер К.* Физика полупроводников. Изд. Мир, М., 1977.
5. *Захарченя Б. П.* и др. УФН, 136, 459 (1982).
6. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. Изд. Мир, М., 1979.
7. *Pierce D. T. et al.* Rev. Sci. Instrum., 51, 478 (1980).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԲԱՐՁՐ ԱՍՏԻՃԱՆՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՌԱՔՈՒՄԸ EuS–Ի ՇԵՐՏՈՎ ԾԱԾԿՎԱԾ GaAs–ԻՑ

Ռ. Ա. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Պ. Ս. ՀՈՎՆԱՆՅԱՆ

Դիտարկվում է բևեռացված էլեկտրոնների ֆոտոառաքման հնարավորությունը GaAs-*ի տիպի կիսահաղորդիչից, որը ծածկված է ֆերոմագնիսական կիսահաղորդիչով (օրինակ,* EuS-ով)։ Վերջինս ապահովում է էլեկտրոնների ջոկումը ըստ սպինի։ Ինչպես ցույց են տալիս գնահատումները, առաջարկվող բևեռացված էլեկտրոնների աղբյուրը կարող է ապահովել 10^{11} էլեկտրոն մեկ իմպուլսի ընթացքում (10^{-6} վրկ) բևեռացման բարձր աստիճանով և 10^{-3} ռադ. սմ էմիտանսով։

ON THE POSSIBILITY OF PHOTOEMISSION OF HIGHLY POLARIZED ELECTRONS FROM *GaAs* COATED WITH *EuS*

R. A. MELIKYAN, P. S. OVNANYAN

The possibility of polarized electrons photoemission from *GaAs* type semiconductor coated with ferromagnetic semiconductor (e. g., *EuS*), providing the selection of electrons by their spins, is considered. As the estimates show, the proposed source can provide the emission of up to 10^{11} electrons per pulse (10^{-6} sec) with high degree of polarization and the emittance no more than 10^{-3} radn. cm.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 229—231 (1984)

УДК 535.375

ФОТОСМЕШЕНИЕ ПРИ ОБРАЩЕНИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Р. А. КАЗАРЯН, Г. Е. РЫЛОВ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.)

С целью получения поперечного распределения качества обращения волнового фронта проводилась регистрация распределения интенсивности при фотосмешении исследуемого излучения с опорным излучением, имеющим сформированный фазовый фронт, близкий к плоскому. Продемонстрировано ухудшение фазового фронта при прохождении через неоднородную среду, а также исследованы качество обращения волнового фронта по сечению пучка и степень восстановления при обратном распространении через ту же фазовую неоднородность.

В задачах, связанных с исследованием обращения волнового фронта (ОВФ), которое получило широкое применение в последнее время, существенное внимание уделяется угловому спектру возбуждающего и обращенного излучений [1]. Сравнение угловых спектров исходного неискаженного и прошедшего фазовые неоднородности в обратном направлении обращенного излучений, а также зеркально отраженного излучения наиболее наглядно демонстрирует компенсирующее воздействие среды на волновой фронт при наличии предыскажений. Точность воспроизведения волновой структуры обращенного излучения обычно не идеальна (значительные шумовые компоненты при нелинейно-оптическом обращении, конечное число элементов и их степеней свободы при применении методов «активной» оптики и т. д.). Поэтому представляет интерес исследовать пространственное распределение степени воспроизведения волнового фронта при его обращении.

Для этой цели нами использовался распространенный интерферометрический метод с регистрацией поперечного распределения интенсивности результата фотосмешения исследуемого обращенного излучения с опорным излучением, имеющим известный фазовый фронт.

В качестве координатно-чувствительного фотоприемника для получения пространственной картины распределения интенсивности при фотосмешении (импульсный режим работы лазерного источника затрудняет использование сканирующих фотоприемников) использовалась фотоматрица МФ-6 с блоком управления (рис. 1). Генератор *Г* вырабатывает адресные импульсы считывания, которые счетчиком М2 и дешифратором М3 последовательно разводятся по адресным шинам. Считывание информации при этом параллельное. Для сокращения числа схем согласования может быть включен соответствующий коммутатор. Стирание информации (подготовка матрицы к восприятию новой) осуществляется кнопкой Кн2.

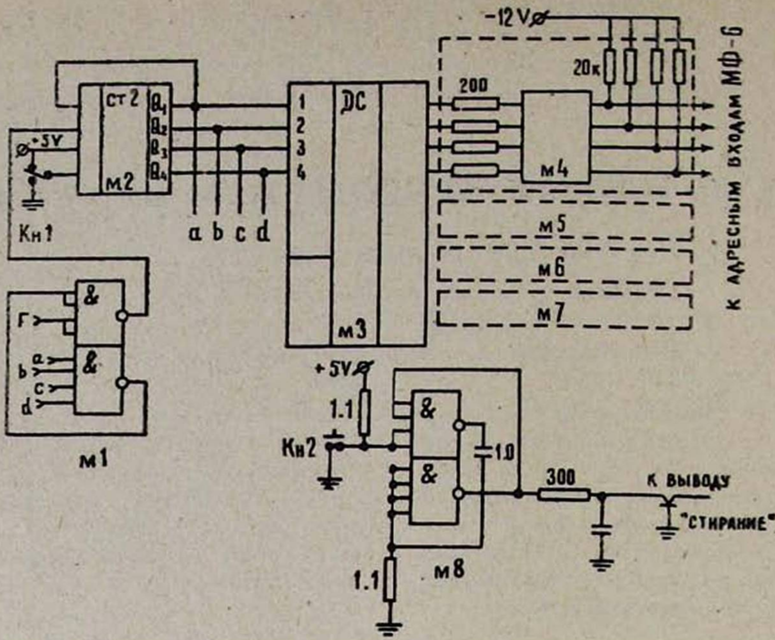


Рис. 1. Управление МФ—6: М1, М8—К155ЛА1; М2—М155ИЕ5; М3—К155ИД3; М4—М7—К198НТ7А.

На рис. 2 линиями равных интенсивностей представлена качественная картина результата фотосмешения сформированного опорного излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (работающего в режиме модулированной добротности) с прошедшим фазовую неоднородность (травленая стеклянная пластина) излучением до (рис. 2а) и после (рис. 2б) обращения волнового фронта, выполняемого ВРМБ-зеркалом (кювета с нитро-

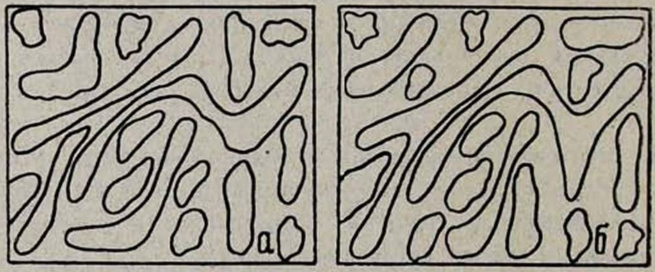


Рис. 2. Изофоты картины фотосмешения невозмущенного пучка: *а*) с излучением, прошедшим пространственный фазовый модулятор; *б*) с излучением, обращенным после фазового модулятора.

бензолом в фокусе собирающей линзы). Заметно весьма точное воспроизведение волнового фронта.

На рис. 3 приведен результат смешения с опорным излучением прошедшего в обратном направлении зеркально отраженного (рис. 3*а*) и обращенного (рис. 3*б*) излучений. Первый рисунок демонстрирует дополнительное искажение волнового фронта при обратном распространении зеркально отраженного луча. На втором можно обратить внимание (помимо наглядности восстановления волнового фронта) на кольчатую сруктуру полученного поперечного распределения интенсивности. Как известно (см., например, [2]), угловая разъюстировка при фотосмешении приводит к ли-

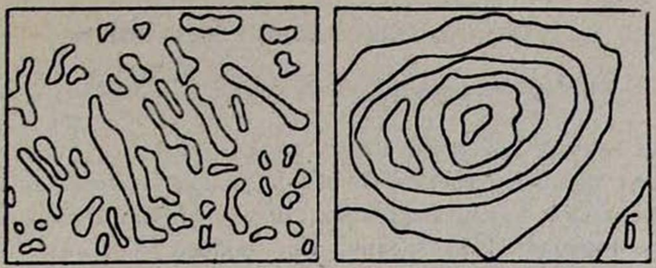


Рис. 3. Изофоты картины фотосмешения невозмущенного пучка с прошедшим обратно через пространственный фазовый модулятор: *а*) зеркально отраженным излучением; *б*) обращенным излучением.

нейчатому характеру интерференционной картины. Структура рис. 3б свидетельствует о взаимодействии зеркально-симметричных волновых фронтов.

Таким образом, фотосмешение (гетеродинный прием излучения) может служить простым и корректным способом оценки качества обращения волнового фронта по сечению пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обращение волнового фронта в нелинейных средах. Сб. научных трудов (под ред. В. И. Беспалова), Горький, 1982.
2. *Andrade O., Rye* B. Appl. Phys., 7, 280 (1974).

ՖՈՏՈԽԱՌՆՈՒՄ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ՇՐՋՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Ե. ՌԻԼՈՎ

Ալիքային ճակատի շրջված որակյալ լայնական բաշխում ստանալու նպատակով կատարվել է ինտենսիվության բաշխվածության գրանցում հետազոտվող ճառագայթի հիմնայինի հետ ֆոտոխառնման դեպքում։ Ցուցադրված է ֆազային ճակատի աղավաղման աստիճանը անհամասեռ միջավայրով անցման ժամանակ, նրա շրջման որակը փնջի լայնական կտրվածքում և վերականգնման աստիճանը նույն անհամասեռ միջավայրով անցնելու դեպքում։

PHOTOMIXING AT PHASE-CONJUGATION

R. A. KAZARYAN, G. E. RYLOV

To obtain the transversal distribution of phase-conjugation quality, the intensity distribution was detected at the photomixing of radiation under investigation with the reference wave having nearly plane phase front. A deterioration of phase front when traversing an inhomogeneous medium was manifestly demonstrated. The quality of wave front reversal over all the beam cross section and the restoration degree at the backward propagation through the same phase inhomogeneity have been studied as well.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 4, 232—234 (1984)

PERSONALIA

НИКОЛАЙ НИКОЛАЕВИЧ БОГОЛЮБОВ

(К семидесятипятилетию со дня рождения)

В этом году исполняется 75 лет со дня рождения и 60 лет научной деятельности крупнейшего математика и физика-теоретика дважды Героя Социалистического Труда академика Николая Николаевича Боголюбова.

Работы Николая Николаевича Боголюбова составили целую эпоху. Они обогатили наши естественнонаучные представления и привели к решению важнейших проблем теоретической физики.

Н. Н. Боголюбов родился 21 августа 1909 года в г. Нижнем Новгороде (ныне г. Горький). В нем очень рано проявились выдающиеся физико-математические способности, и в 14-летнем возрасте им была написана первая научная работа, а в возрасте 16-ти лет он был принят непосредственно в аспирантуру Академии наук Украинской ССР. В 21 год Н. Н. Боголюбову присуждается ученая степень доктора математики без защиты диссертации (Honoris causa).

Н. Н. Боголюбов является создателем трех больших научных направлений: в нелинейной механике и математической физике, статистической механике и квантовой теории поля.

За многие годы плодотворной научной деятельности им написано около 300 научных статей и 17 монографий, внесших основополагающий вклад в современную физику и математику.

Кратко перечислим некоторые его научные результаты.

Н. Н. Боголюбов начинал свою научную деятельность как математик. В то время математика и теоретическая физика развивались в тесной взаимосвязи друг с другом и абстрактные разделы математики часто находили воплощение в конкретных образах реальных физических явлений. Н. Н. Боголюбов с 1932 г. совместно с академиком Н. М. Крыловым начал разрабатывать новую теорию нелинейных колебаний, названную авторами нелинейной механикой. Эти работы были обобщены ими в классических монографиях «Введение в нелинейную механику» и «Приложения методов нелинейной механики к теории стационарных процессов».

Ранние математические работы Н. Н. Боголюбова по теории почти периодических функций, по основам вариационного исчисления и приближенному решению краевых задач для дифференциальных уравнений представляют собой глубокие исследования, получившие всемирное признание.

Чрезвычайно важные результаты были получены Н. Н. Боголюбовым в классической статистической физике. Как известно, выдающийся австрийский физик Людвиг Больцман нашел свое знаменитое уравнение, лежащее в основе физической кинетики, исходя из глубоких физических аргументов. Однако он не дал ему строгого динамического обоснования. Н. Н. Боголюбов установил, что уравнение Больцмана может быть строго обосно-

НИКОЛАЙ НИКОЛАЕВИЧ
БОГОЛЮБОВ

вано с помощью основных законов классической ньютоновской механики. В своем основополагающем труде «Проблемы динамической теории в статистической физике» (1946) Н. Н. Боголюбов развил систематический метод разложения, из которого уравнение Больцмана вытекает в качестве первого приближения. Н. Н. Боголюбов устранил противоречие между обратимостью уравнений динамики и принципом энтропии, имевшее место в больцмановской теории. Основной практический метод в равновесной и неравновесной статистической механике — метод цепочек уравнений для функций распределения комплексов частиц — был создан в этом цикле работ Н. Н. Боголюбова. Дальнейшее развитие классической статистической механики существенным образом опиралось на идеи Н. Н. Боголюбова.

Фундаментальные результаты были получены Н. Н. Боголюбовым в квантовой статистике, где им впервые была раскрыта вся мощь метода вторичного квантования. Им были построены кинетические уравнения для квантовых систем, предложен метод «преобразований Боголюбова» для исследования спектра квазичастиц — элементарных возбуждений многочастичных квантовых систем. С помощью этих преобразований им была создана микроскопическая квантовая теория сверхтекучести (1946). Одновременно с американскими физиками Н. Н. Боголюбов построил микроскопическую теорию сверхпроводимости, опираясь на более фундаментальные исходные концепции и с помощью ясного и последовательного математического метода (1957). Н. Н. Боголюбов первым указал на возможность сверхтекучести ядерной материи вследствие спаривания нуклонов. Этот фундаментальный эффект лег в основу современной теории атомного ядра. Важнейшие разделы физики твердого тела и теории атомного ядра получили мощный импульс благодаря этим работам. Можно сказать, что основы всей современной теории неидеальных квантовых макросистем были заложены в этом цикле работ Н. Н. Боголюбова по квантовой статистике.

Н. Н. Боголюбову принадлежит новый метод изучения фазовых переходов, основанный на идее о «квазисредних» (1960), сыгравший руководящую роль как в статистической физике, так и в физике элементарных частиц. Идея о спонтанной неустойчивости вакуума в квантовой теории поля возникла благодаря этому исследованию, корни которого восходят к работе 1946 года о сверхтекучести.

Н. Н. Боголюбов много сделал для развития квантовой теории поля и физики элементарных частиц. Здесь он получил ряд результатов первостепенного научного значения. В частности, дал новую S-матричную формулировку квантовой теории поля, сформулировав «условие причинности Боголюбова» (1955), разработал метод ренормализационной группы, доказал справедливость дисперсионных соотношений в квантовополевой теории рассеяния элементарных частиц (1956), применил функциональные интегралы в квантовой теории поля. Высказанные Н. Н. Боголюбовым идеи о связи между аналитичностью, спектральностью и причинностью привели к возникновению понятия об амплитуде рассеяния как о функции нескольких комплексных переменных, соответствующие граничные значения которой описывают различные процессы.

В последнее время Н. Н. Боголюбов интенсивно занимается как теорией элементарных частиц, так и принципиальными вопросами статистической теории. Большой вклад он внес в развитие теории симметрии и динамики кварковых моделей и масштабной инвариантности или «автомодельности» в физике высоких энергий. Вместе со своими учениками он ввел новое квантовое число, называемое «цветом», на основе чего в дальнейшем была построена квантовая хромодинамика — новая теория сильных взаимодействий.

Специалистам хорошо знаком научный стиль академика Н. Н. Боголюбова: сначала простой и тонкий физический анализ проблемы, а затем создание мощного боголюбовского математического аппарата, адекватного данной задаче.

Признанием выдающегося вклада академика Н. Н. Боголюбова в развитие науки, его высокого научного и общественного авторитета является присуждение ему крупнейших советских и международных премий и медалей, а также избрание его почетным членом многих научных академий, в том числе и Академии наук Армянской ССР.

Несмотря на напряженные научные исследования, академик Н. Н. Боголюбов много сил отдает организации науки и преподавательской деятельности. В настоящее время он является членом Президиума и Академиком-секретарем Отделения математики Академии наук СССР, директором крупнейшего международного научного центра социалистических стран — Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна), директором Математического института им. В. А. Стеклова АН СССР. Лекции, прочитанные им в Киевском и Московском университетах, а также руководимые им семинары сыграли большую роль в воспитании нескольких поколений физиков-теоретиков и математиков.

Академик Н. Н. Боголюбов основал хорошо известные школы по математической физике и нелинейной механике в Москве и Киеве и по теоретической физике в Москве и Дубне. В настоящее время его ученики работают во многих научных центрах Советского Союза, в том числе и в Армении, а также за рубежом, в социалистических странах.

Большое внимание Н. Н. Боголюбов уделяет укреплению научных связей с математиками и физиками Армении. При его постоянной поддержке успешно развивается многолетнее тесное сотрудничество между ОИЯИ и Ереванским физическим институтом при постановке уникальных экспериментов на крупнейшем в социалистических странах Ереванском электронном ускорителе.

Отличительной чертой Николая Николаевича является безграничная доброта, щедрость души и постоянная готовность прийти на помощь. В то же время его характеризуют твердость и огромная работоспособность, проявляющиеся при решении как научных задач, так и крупных научно-организационных проблем.

Вместе со всеми советскими учеными научная общественность Армении горячо поздравляет Николая Николаевича в день славного юбилея и желает ему крепкого здоровья и новых достижений в его многосторонней научной и общественной деятельности на благо нашей Родины.

В. А. Амбарцумян, Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян, М. М. Джрбашян, С. Н. Мергелян, Г. С. Саакян, М. Л. Тер-Микаелян, Р. А. Александрян, Р. В. Амбарцумян, Н. У. Аракелян, В. А. Джрбашян, С. Г. Матинян, Д. М. Седракян, А. А. Талалян, А. Ц. Аматуни, Р. М. Мурадян

ISSN 0002—3035

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

PERSONALIA

Том 19 Выпуск 4 1984

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ

PERSONALIA