Так как $g \sim \sqrt{\rho}$, где ρ — плотность излучателей в среде [14], то время релаксации в девозбужденное состояние (время излучения) убывает с увеличением плотности ρ. Заметим, что время излучения сильно зависит от кинетического коэффициента Г, являющегося в данном подходе феноменологической константой. Для корректного микроскопического определения Г необходимо использовать какой-либо иной метод, например метод работы [15].

Таким образом, мы показали, что подход работы [1] оказывается также пригодным и для квантовых модельных систем, относящихся к классу, определенному в работе [3].

Авторы приносят глубокую благодарность Н. Н. Боголюбову (мл.) за внимание к работе и ценные замечания. Мы также благодарны Ю. А. Ильинскому, В. И. Юкалову и И. Р. Юхновскому за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шумовская А. Г., Шумовский А. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, 20, № 2, с. 51. [2] Achmetely A. M., Kudryavtsev I. K., Shumovsky A. S. Acta Phys. Polon., 1980, A58, p. 23. [3] Шумовский А. С. В кн.: Проблемы статистической механики. Дубна, 1978, с. 168—183. [4] Novacović L. The pweudo-spin method in magnetism and ferroelectricity. Pergamon Press, Oxford, 1975. [5] Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М., 1975. [6] Боголюбов Н. Н. (мл.). Метод исследования модельных гамильтонианов. М., 1974. [7] Шумовский А. С. О некоторых асимптотически точных методах в случае квазиспиновых моделей. Препринт ИТФ-71-56Р. Киев, 1971. [8] Thirring W. Comm Math. Phys., 1968, 7, p. 181. [9] Bogolubov N. N., Jr., Shumovsky A. S. Indian J. Pure and Appl. Phys., 1970, 8, p. 121. [10] Кудрявцев И. К., Мелешко А. Н., Шумовский А. С. Квант. электроника, 1979, 6, с. 2573. [11] Андреев А. В., Ильинский Ю. А., Хохлов Р. В. ЖЭТФ, 1977, 73, с. 1296. [12] Андреев А. В., Арутюнян Р. В., Ильинский Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, 20, № 5, с. 47. [13] Кудрявцев И. К., Мелешко А. Н., Шумовский А. С. ДАН СССР, 1979, 248, с. 335. [14] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., 1978. [15] Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.). ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 245.

Поступила в редакцию
20.01.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 539.293.011.2

О ПРИРОДЕ СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

В. Л. Бонч-Бруевич, П. С. Сульженко

(кафедра физики полупроводников)

§ 1. **Введение и постановка задачи.** Как известно [1, 2], под действием нейтронного облучения в полупроводнике могут возникать скопления дефектов — кластеры, содержащие до $10^5 \div 10^6$ атомов. Форма кластеров, по-видимому, близка к сферической, причем характерный радиус R составляет $2 \div 3 \cdot 10^{-6}$ см. Столь большие размеры кластеров позволяют рассматривать их как своего рода включения новой фазы, обладающие, вообще говоря, не тем типом проводимости, что матрица основного вещества. По-видимому, в облученном n-Ge возникают кластеры p-типа, а в n-Si — кластеры с почти собственной проводимостью (сильно компенсированные). Видимо, даже ширина запрещенной зоны в кластере может несколько отличаться от значения, соответствующего матрице. Таким образом, у границы кластера возникает потенциальный барьер для основных (в матрице) носителей заряда и, может быть, гетеропереход. В силу хаотичности распределения кластеров в пространстве это означает, что совокупность их создает в полупроводнике случайное поле (флуктуацию потенциальной энергии электронов в нем обозначим через U). Это поле в известном смысле похоже на то, которое имеется в сильно легированном полупроводнике. Отличие, однако, состоит в том, что кластеры указанного выше типа вряд ли можно рассматривать как точечные заряды. Скорее они относятся к классу «полумакроскопических» дефектов, рассматривавшихся, например, в работах [3—5]. Настоящая работа посвящена изучению случайного поля, возникающего в полупроводниках с такими кластерами.

В работе [1] эффект возникновения потенциального барьера учитывался в рамках представления о двойном слое, окружающем кластер. В ряде случаев, однако, радиус экранирования r_0 может быть довольно велик. При $r_0 > R$ более естественной представляется модель заряженных шаров, близкая к рассмотренной в [4, 5]. Ограничимся случаем не слишком сильного облучения, когда концентрация кластеров N удовлетворяет условию $N^{-1/3} > r_0$. При этом в материале далеко от данного кластера есть заметная область, где электрического поля нет, а концентрация носителей заряда такая же, как до облучения. Таким образом, электрическое поле, создаваемое одним кластером, можно рассматривать независимо от всех остальных, накладывая обычное условие ограниченности решения «на бесконечности» (т. е. в указанной только что области). В пренебрежении корреляцией в расположении кластеров в пространстве суммарное поле, ими создаваемое, будет пуассоновским [6]. Задача сводится, таким образом, к расчету поля отдельного кластера с последующим вычислением характеристик случайного поля по известным формулам [6].

Обозначим через N_d и N_a концентрации доноров и акцепторов, через r — расстояние от центра кластера. Рассматривая матрицу n-типа и считая величины N_d и N_a резко изменяющимися на границе кластера, мы имеем

$$r \leqslant R : N_a - N_d = N_1, \qquad (1)$$
$$r > R : N_d - N_a = N_2 > 0.$$

Будем считать электронный и дырочный газы невырожденными, а примеси — полностью истощенными. Тогда при $r \to \infty$ концентрации электронов и дырок даются выражениями

$$n_n = \frac{1}{2}\left(\sqrt{N_2^2 + n_i^2} + N_2\right) \simeq N_2,$$
$$(2)$$
$$p_n = \frac{1}{2}\left(\sqrt{N_2^2 + n_i^2} - N_2\right) \simeq \frac{n_i^2}{N_2}.$$

Приближенные неравенства в формуле (2) справедливы при $N_2 \gg n_i$ — собственной концентрации носителей заряда.

Для плотности заряда ρ при этом получается

$$0 \leqslant r \leqslant R : \rho = \rho_i = e\left[-N_1 - n_n \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) + p_n \exp\left(-\frac{e\varphi}{T}\right)\right],$$
$$(3)$$
$$r > R : \rho = \rho_e = e\left[N_2 + p_n \exp\left(-\frac{e\varphi}{T}\right) - n_n \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right)\right],$$

где e есть абсолютная величина заряда электрона, T — температура в энергетических единицах, а φ — потенциал электрического поля, принятый равным нулю на бесконечности; в рассматриваемых условиях естественно считать $\varphi=\varphi(r)$.

Уравнение Пуассона и граничные условия к нему имеют стандартный вид

$$\nabla^2\varphi = -4\pi\cdot\begin{cases}\rho_i/\varepsilon_i, & r \leqslant R,\\ \rho_e/\varepsilon_e, & r > R,\end{cases} \tag{4}$$

$$\varphi|_{r\to\infty}\to 0,\ \varphi(R+0)=\varphi(R-0),\quad \varepsilon_i\frac{d\varphi}{dr}\Big|_{R-0}=\varepsilon_e\frac{d\varphi}{dr}\Big|_{R+0}. \tag{5}$$

Здесь ε_i и ε_e суть статические диэлектрические проницаемости кластера и матрицы.

Заметим, что из соотношений (4) и (5) вытекает условие полной нейтральности

$$\int\limits_0^R r^2\rho_i dr + \int\limits_R^\infty r^2\rho_e dr = 0. \tag{6}$$

Интересующие нас здесь статистические характеристики случайного поля суть $\psi_1=\langle U^2\rangle$ и $\psi_2=\frac{1}{2}\langle(\nabla U)^2\rangle$, где угловые скобки обозначают усреднение по всем возможным конфигурациям кластеров. Как известно [6],

$$\psi_1 = Ne^2\int d\mathbf{r}\cdot\varphi^2(r),\quad \psi_2=\frac{1}{2}Ne^2\int d\mathbf{r}\,(\nabla\varphi)^2. \tag{7}$$

§ 2. **Случай слабого поля.** Обозначим через $r_0=(\varepsilon_e T/4\pi(p_n+n_n)e^2)^{1/2}$ дебаевский радиус экранирования в матрице и положим $\beta=R/r_0$. Предполагая, что $e\varphi/_T\ll 1$ и линеаризуя выражения (3) по потенциалу, легко находим

$$r>R:\varphi=-\frac{4\pi e(N_1+N_2)R^3e^\beta\exp(-r/r_0)}{3\varepsilon_e(1+\beta)r}\simeq-\frac{4\pi e(N_1+N_2)R^3\exp(-r/r_0)}{3\varepsilon_e r}, \tag{8}$$

$$r\leqslant R:\varphi=\frac{4\pi e(N_1+N_2)}{\varepsilon_i}\left\{\frac{r^2}{6}-\frac{R^2}{6}\left(1+2\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e}\frac{1}{1+\beta}\right)\right\}\simeq$$

$$\simeq\frac{4\pi e(N_1+N_2)}{6\varepsilon_i}\left\{r^2-R^2\left(1+2\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e}\right)\right\}.$$

Приближенные равенства в (8) справедливы при $\beta\ll 1$ (что соответствует принятой нами постановке задачи).

В формулах (8) не принято во внимание поле, возникающее за счет возможного различия ширин запрещенной зоны в матрице и в кластере. Это связано с пренебрежением в первой из формул (3) собственной концентрацией носителей заряда в кластере.

Согласно (7) и (8) мы получаем (при $\beta\ll 1$)

$$\psi_1=\frac{32\pi^3Ne^4(N_1+N_2)^2}{9\varepsilon_e^2}R^6r_0,$$

$$\psi_2=\frac{32\pi^3Ne^4(N_1+N_2)^2}{45\varepsilon_i^2}R^5\left(1+5\frac{\varepsilon_i^2}{\varepsilon_e^2}\right). \tag{9}$$

Таблица 1

γ^2	α	β	$u(0)$	I_1	I_2	λ
0.2	10	.05	.876 (—2)	.818 (—7)	.328 (—5)	3.91
		.10	.335 (—1)	.489 (—5)	.970 (—4)	2.84
		.15	.722 (—1)	.522 (—4)	.685 (—3)	2.38
		.20	.123	.275 (—3)	.268 (—2)	2.11
	31.6	.05	.277 (—1)	.817 (—6)	.328 (—4)	1.24
		.10	.106	.488 (—4)	.970 (—3)	.898
		.15	.228	.518 (—3)	.682 (—2)	.757
		.20	.386	.270 (—2)	.266 (—1)	.680
	100	.05	.876 (—1)	.817 (—5)	.328 (—3)	.391
		.10	.335	.484 (—3)	.967 (—2)	.287
		.15	.716	.505 (—2)	.674 (—1)	.246
		.20	1.20	.253 (—1)	.256	.227
	316	.05	.277	.814 (—4)	.328 (—2)	.125
		.10	1.05	.472 (—2)	.956 (—1)	.933 (—1)
		.15	2.20	.455 (—1)	.634	.854 (—1)
		.20	3.41	.188	2.07	.912 (—1)
	1000	.05	.874	.806 (—3)	.327 (—1)	.040
		.10	3.22	.418 (—1)	.893	.329 (—1)
		.15	5.42	.241	3.86	.426 (—1)
		.20	6.28	.541	7.16	.644 (—1)
	3162	.05	2.74	.774 (—2)	.321	.132 (—1)
		.10	7.02	.171	4.27	.191 (—1)
		.15				
		.20				
0.6	10	.05	.104 (—1)	.822 (—7)	.350 (—5)	4.14
		.10	.402 (—1)	.495 (—5)	.104 (—3)	2.99
		.15	.870 (—1)	.531 (—4)	.736 (—3)	2.48
		.20	.149	.281 (—3)	.286 (—2)	2.20
	31.6	.05	.330 (—1)	.822 (—6)	.350 (—4)	1.31
		.10	.127	.494 (—4)	.104 (—2)	.946
		.15	.275	.527 (—3)	.734 (—2)	.792
		.20	.469	.276 (—2)	.287 (—1)	.708
	100	.05	.104	.821 (—5)	.350 (—3)	.414
		.10	.401	.490 (—3)	.104 (—1)	.302
		.15	.863	.514 (—2)	.724 (—1)	.258
		.20	1.45	.259 (—1)	.276	.237
	316	.05	.330	.819 (—4)	.349 (—2)	.132
		.10	1.26	.477 (—2)	.102	.098
		.15	2.64	.046	.678	.898 (—1)
		.20	4.05	.185	2.15	.966 (—1)

γ^2	α	β	$u(0)$	I_1	I_2	λ
0.6	1000	.05	1.04	.811 (—3)	.348 (—1)	.422 (—1)
		.10	3.84	.419 (—1)	.948	.348 (—1)
		.15	6.13	.228	3.80	.458 (—1)
		.20	6.71	.502	6.76	.680 (—1)
	3162	.05	3.26	.777 (—2)	.342	.014
		.10	7.64	.158	4.07	.205 (—1)
		.15				
		.20				
1.0	10	.05	.121 (—1)	.828 (—7)	.393 (—5)	4.61
		.10	.468 (—1)	.501 (—5)	.118 (—3)	3.32
		.15	.102	.541 (—4)	.840 (—3)	2.76
		.20	.175	.288 (—3)	.332 (—2)	2.43
	31.6	.05	.382 (—1)	.828 (—6)	.393 (—4)	1.46
		.10	.148	.500 (—4)	.118 (—2)	1.05
		.15	.321	.537 (—3)	.837 (—2)	.878
		.20	.550	.283 (—2)	.329 (—1)	.784
	100	.05	.121	.827 (—5)	.393 (—3)	.461
		.10	.467	.496 (—3)	.117 (—1)	.335
		.15	1.01	.523 (—2)	.825 (—1)	.285
		.20	1.70	.264 (—1)	.315	.263
	316	.05	.382	.824 (—4)	.393 (—2)	.147
		.10	1.47	.483 (—2)	.116	.109
		.15	3.07	.464 (—1)	.764	.100
		.20	4.57	.181	2.34	.108
	1000	.05	1.21	.816 (—3)	.392 (—1)	.047
		.10	4.42	.418 (—1)	1.06	.392 (—1)
		.15	6.51	.214	3.88	.512 (—1)
		.20	6.84	.474	6.73	.741 (—1)
	3162	.05	3.78	.780 (—2)	.384	.156 (—1)
		.10	7.88	.148	4.06	.226 (—1)
		.15				
		.20				
	10	.05	.204 (—1)	.862 (—7)	.938 (—5)	10.3
		.10	.798 (—1)	.543 (—5)	.290 (—3)	7.24
		.15	.175	.609 (—4)	.212 (—2)	5.84
		.20	.303	.335 (—3)	.859 (—2)	5.01
	31.6	.05	.645 (—1)	.862 (—6)	.938 (—4)	3.27
		.10	.252	.542 (—4)	.290 (—2)	2.30
		.15	.552	.603 (—3)	.211 (—1)	1.87
		.20	.949	.327 (—2)	.846 (—1)	1.61

γ^2	α	β	$u(0)$	I_1	I_2	λ
1.0	100	.05	.204	.861 (—5)	.937 (—3)	1.04
		.10	.796	.537 (—3)	.289 (—1)	.734
		.15	1.72	.583 (—2)	.207	.607
		.20	2.83	.295 (—1)	.772	.547
	316	.05	.645	.859 (—4)	.937 (—2)	.330
		.10	2.49	.519 (—2)	.283	.239
		.15	4.72	.470 (—1)	1.67	.214
		.20	5.57	.157	3.82	.219
	1000	.05	2.03	.849 (—3)	.933 (—1)	.105
		.10	6.28	.386 (—1)	2.04	.854 (—1)
		.15	6.88	.170	5.17	.965 (—1)
		.20	6.91	.391	8.41	.123
	3162	.05	6.12	.783 (—2)	.868	.349 (—1)
		.10	8.05	.116	5.03	.405 (—1)
		.15				
		.20				
5.0	10	.05	.287 (—1)	.910 (—7)	.203 (—4)	20.6
		.10	.113	.601 (—5)	.633 (—3)	15.6
		.15	.248	.703 (—4)	.466 (—2)	10.4
		.20	.428	.400 (—3)	.189 (—1)	8.44
	31.6	.05	.908 (—1)	.910 (—6)	.202 (—3)	6.51
		.10	.356	.600 (—4)	.632 (—2)	4.30
		.15	.779	.695 (—3)	.462 (—1)	3.29
		.20	1.33	.387 (—2)	.183	2.72
	100	.05	.287	.909 (—5)	.202 (—2)	2.07
		.10	1.12	.594 (—3)	.628 (—1)	1.37
		.15	2.39	.661 (—2)	.441	1.07
		.20	3.64	.321 (—1)	1.49	.937
	316	.05	.907	.906 (—4)	.202 (—1)	.654
		.10	3.43	.563 (—2)	.598	.446
		.15	5.40	.451 (—1)	2.76	.376
		.20	5.72	.141	5.44	.369
	1000	.05	2.85	.893 (—3)	.200	.210
		.10	6.74	.343 (—1)	3.11	.155
		.15	6.90	.147	6.92	.161
		.20	6.91	.347	10.9	.191
	3162	.05	7.42	.740 (—2)	2.55	.682 (—1)
		.10				
		.15				
		.20				

γ^2	α	β	$u(0)$	I_1	I_2	λ
0.2	—10	.05	—.876 (—2)	.817 (—7)	.328 (—5)	3.91
		.10	—.335 (—1)	.490 (—5)	.972 (—4)	2.83
		.15	—.723 (—1)	.525 (—4)	.687 (—3)	2.35
		.20	—.123	.279 (—3)	.270 (—2)	2.08
	—100	.05	—.876 (—1)	.819 (—5)	.328 (—3)	.391
		.10	—.336	.494 (—3)	.974 (—2)	.280
		.15	—.727	.540 (—2)	.695 (—1)	.229
		.20	—1.25	.296 (—1)	.278	.196
	—316	.05	—.277	.821 (—4)	.328 (—2)	.123
		.10	—1.07	.504 (—2)	.981 (—1)	.867 (—1)
		.15	—2.32	.570 (—1)	.710	.681 (—1)
		.20	—4.04	.327	.289 (—1)	.555 (—1)
0.6	—10	.05	—.104 (—1)	.823 (—7)	.350 (—5)	4.14
		.10	—.402 (—1)	.496 (—5)	.104 (—3)	2.98
		.15	—.871 (—1)	.535 (—4)	.739 (—3)	2.47
		.20	—.149	.285 (—3)	.292 (—2)	2.17
	—100	.05	—.104	.824 (—5)	.350 (—3)	.414
		.10	—.402	.500 (—3)	.104 (—1)	.295
		.15	—.876	.550 (—2)	.748 (—1)	.239
		.20	—1.51	.302 (—1)	.300	.204
	—316	.05	—.330	.826 (—4)	.350 (—2)	.130
		.10	—1.28	.510 (—2)	.105	.911 (—1)
		.15	—2.80	.580 (—1)	.763	.714 (—1)
		.20	—4.88	.334	3.12	.576 (—1)
1.0	—10	.05	—.121 (—1)	.828 (—7)	.393 (—5)	4.61
		.10	—.468 (—1)	.502 (—5)	.118 (—3)	3.32
		.15	—.102	.545 (—4)	.842 (—3)	2.73
		.20	—.176	.293 (—3)	.335 (—2)	2.39
	—100	.05	—.121	.829 (—5)	.393 (—3)	.461
		.10	—.469	.507 (—3)	.118 (—1)	.329
		.15	—1.03	.560 (—2)	.852 (—1)	.239
		.20	—1.78	.310 (—1)	.344	.225
	—316	.05	—.382	.831 (—4)	.394 (—2)	.145
		.10	—1.49	.517 (—2)	.119	.101
		.15	—3.27	.591 (—1)	.868	.079
		.20	—5.72	.343	3.56	.637 (—1)
3.0	—10	.05	—.204 (—1)	.863 (—7)	.938 (—5)	10.3
		.10	—.798 (—1)	.544 (—5)	.290 (—3)	7.24
		.15	—.176	.613 (—4)	.213 (—2)	5.80
		.20	—.305	.341 (—3)	.869 (—2)	4.94

γ^2	α	β	$u(0)$	I_1	I_2	λ
3.0	—100	.05	—.204	.864 (—5)	.938 (—3)	1.03
		.10	—.800	.549 (—3)	.291 (—1)	.715
		.15	—1.77	.631 (—2)	.216	.562
		.20	—3.10	.363 (—1)	.893	.462
	—316	.05	—.646	.866 (—4)	.938 (—2)	.324
		.10	—2.54	.560 (—2)	.293	.220
		.15	—5.63	.664 (—1)	2.19	.167
		.20	—9.92	.397	9.12	.131
5.0	—10	.05	—.287 (—1)	.910 (—7)	.203 (—4)	20.6
		.10	—.113	.603 (—5)	.634 (—3)	13.5
		.15	—.249	.709 (—4)	.469 (—2)	10.3
		.20	—.433	.410 (—3)	.192 (—1)	8.30
	—100	.05	—.287	.912 (—5)	.203 (—2)	2.06
		.10	—1.13	.609 (—3)	.637 (—1)	1.34
		.15	—2.51	.731 (—2)	.477	.997
		.20	—4.42	.436	1.99	.780
	—316	.05	—.908	.914 (—4)	.203 (—1)	.648
		.10	—3.59	.621 (—2)	.640	.414
		.15	—8.00	.766 (—1)	4.83	.297
		.20				

Случайное поле называется гладким [6], если

$$\lambda = \frac{\hbar^2\psi_2}{4m\psi_1^{3/2}} \ll 1, \tag{10}$$

где m — эффективная масса того или иного носителя заряда *. Таким образом, в рассматриваемой задаче

$$\lambda = \frac{\varepsilon_e(1+5\varepsilon_i^2/\varepsilon_e^2)}{20\varepsilon_i\sqrt{2\pi}}\,\frac{\varepsilon_e\hbar^2}{me^2R}\,\frac{1}{(Nr_0^3)^{1/2}}\,\frac{1}{(4\pi/3)R^3|N_1+N_2|}. \tag{11}$$

По условию $Nr_0^3 \leqslant 1$. Далее, поскольку полное число примесных атомов в кластере велико, естественно ожидать, что $(4\pi/3)R^3|N_1+N_2| \gg 1$. Наконец, в материалах типа германия или кремния $\varepsilon_e\hbar^2/me^2R < 1$. Поскольку величины ε_i и ε_e одного порядка, видим, что слабое поле в рассматриваемых условиях действительно оказывается гладким. Для описания макроскопически однородных полупроводников с таким полем применимы формулы, содержащиеся в [6] и [7—10].

§ 3. **Произвольное поле.** При отказе от предположения о малости $e\varphi$ по сравнению с T уравнение Пуассона приходится решать численно. Детали расчета можно найти в работе [11]. Здесь мы приведем только

* В применении к аморфным полупроводникам представление об эффективной массе требует разъяснения. Мы имеем в виду эффективную массу, соответствующую вспомогательной задаче об электроне в периодическом поле [4, 6].

результаты. В табл. 1, 2 приведены значения безразмерных потенциала $u=eT^{-1}\varphi$ и интегралов I_1 и I_2, связанных с параметрами ψ_1 и ψ_2 равенствами $\psi_1=4\pi NT^2I_1$; $\psi_2=2\pi NT^2r_0I_2$. Указаны также соответствующие значения параметров $\gamma^2=\varepsilon_e/\varepsilon_i$ и $\alpha=-(N_1+N_2)n_0^{-1}$. Видно, что при данных значениях параметров задачи условие гладкости случайного поля выполняется тем лучше, чем это поле (в среднем) сильнее (по крайней мере пока остается в силе предположение о полном истощении примесей).

Один из нас (В. Л. Б.-Б.) весьма признателен Н. И. Курдиани, обратившему внимание авторов на задачу, рассматриваемую в настоящей статье.

Мы признательны проф. В. Б. Гласко за ценное обсуждение методики численного расчета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Gossick B. R. J. Appl. Phys., 1959, 30, p. 1215. [2] Crawford I. H., Jr., Cleland J. W. J. Appl. Phys., 1959, 30, p. 1204. [3] Robert I. L., Pistoullet B. Rev. de Phys. Appl., 1978, 13, p. 246. [4] Bonch-Bruevich V. L., Karaivanov V. D., Proikova Ya. G. Phys. Stat. Sol. (b), 1979, 96, p. 271. [5] Бонч-Бруевич В. Л. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 2, с. 24. [6] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М.: Наука, 1981. [7] Цицишвили Е. Г. ФТТ, 1966, 8, с. 1193. [8] Жуматий П. Г. В кн.: Тр. шестой межд. конф. по аморф. и жид. полупроводникам. Электронные явления в некристал. полупроводниках. Л.: Наука, 1976, с. 111. [9] Федирко В. А. Изв. вузов. Сер. Физика, 1974, № 1, с. 21. [10] Сморгонская Э. А. В кн.: Тр. шестой межд. конф. по аморф. и жид. полупроводникам. Электронные явления в некристал. полупроводниках. Л.: Наука, 1976, с. 147. [11] Сульженко П. С. Деп. ВИНИТИ № 4858-81 Деп.

Поступила в редакцию
04.02.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 530.12:531.5

О ВОЗМОЖНОСТИ ЛАБОРАТОРНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

М. В. Сажин

(ГАИШ)

Лабораторные детекторы гравитационных волн (ГВ), описанные в литературе, работают вблизи частоты $\sim 10^3$ Гц. Есть проекты детекторов для других частот; некоторые из них рассчитаны на диапазон $10^{-3}\div10^{-5}$ Гц, который интересен тем, что именно к этому диапазону относятся мощные источники гравитационного излучения — двойные звезды, а также в нем должно существовать реликтовое гравитационное излучение. Методы, предложенные для обнаружения долгопериодических ГВ [1—6], связаны в основном с космическими проектами. Для того чтобы их осуществить, необходимо использовать один или два спутника, свободных от сноса. Метод, основанный на наблюдении радиопульсаров, был обсужден в работах [7, 8]. Все эти методы используют тот факт, что период между импульсами электромагнитной волны меняется, если на импульсы действует гравитационное излучение.

Здесь предлагается лабораторный метод обнаружения ГВ. Он также основан на изменении периода между импульсами под действием ГВ. Основная идея состоит в использовании куммулятивного эффекта для накопления сдвига частоты. Далее для простоты изложения будем