

для тел с квазиплоской поверхностью, а совместное применение ее с методом голографической интерферометрии в рамках голографии сфокусированных изображений позволяет определить характер контакта.

Литература

- [1] Демкин Н. Б. Контактное шероховатых поверхностей. М.: Наука, 1970. 277 с.
- [2] Atkinson J. T., Lalor M. J. Application of holography and optical data processing. /Eds. E. Marom, A. A. Frisem, 1976, p. 289—298.
- [3] Шепинов В. П., Морозов Б. А., Новиков С. А., Аистов В. С. ЖТФ, 1980, т. 50, № 9, с. 1926—1928.
- [4] Осинцев А. В., Островский Ю. И., Шепинов В. П., Яковлев В. В. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 4, с. 202—204.
- [5] Debrus S., Françon M., Grover C. P. Opt. Commun., 1971, v. 4, N 2, p. 172—174.
- [6] Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1975. 576 с.
- [7] Debrus S., Françon M., Grover C. P. Opt. Commun., 1972, v. 6, N 1, p. 15—17.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
27 апреля 1987 г.

УДК 534.533.7

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МИШНЯХ

С. В. Игнатьев, В. А. Муралева

В последние годы ведутся интенсивные исследования нового физического эффекта, впервые предсказанного в работе [1] и являющегося следствием прохождения легких заряженных частиц через ориентированные мишени вдоль плоскостных или осевых направлений. Задачи, решаемые здесь, носят не только фундаментальное, но и важное прикладное значение. В настоящее время наиболее интенсивно развиваются два подхода к вышеуказанным задачам: кинетическое приближение [2—4] и метод численного эксперимента (см., например, [5, 6]), плодотворно дополняющие друг друга.

В данной работе методом моделирования траекторий частиц на ЭВМ для осевого направления рассчитаны удельные потери энергии на излучение в области энергий электронов от 100 МэВ до 10 ГэВ. Потенциал оси получен из потенциала Томаса—Ферми с мольеровской функцией экранирования усреднением вдоль оси и по тепловым колебаниям атомов цепочки. Канализирующие частицы излучают вследствие движения в поле с отличным от нуля градиентом потенциала, который задает напряженность электрического поля цепочки, полученной в численном виде из потенциала атомной оси. Разыгрывались параметры удара p и углы падения частиц θ по отношению к оси. При этом отбирались только те частицы, которые движутся в связанном состоянии с атомной осью. Усредняя по прицельным параметрам и углам входа, получаем удельные потери на излучение. Проводится сравнение с результатами расчетов в кинетическом приближении [7, с. 125; 8, 9] и с экспериментом [10].

1. Градиенты и потенциалы взаимодействия атомных осей

Потенциал взаимодействия отрицательно заряженных частиц (электронов) с атомной осью после усреднения по оси и по тепловым колебаниям атомов цепочки может быть представлен в виде [11]

$$U_T(\rho) = -\frac{Z_2 e^2}{d_s} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(q_i^2) \int_0^1 \exp\left(-\frac{\rho^2 t}{u_1^2} - \frac{q_i^2}{t}\right) \frac{dt}{t}, \quad (1)$$

где $Z_2 e$ — заряд ядер атомов мишени; $\{\alpha_i\} = \{0.1, 0.55, 0.35\}$; d_s — среднее расстояние между ближайшими атомами оси; u_1^2 — квадрат амплитуды тепловых колебаний в плоч-

скости, поперечной к оси; $u_{\perp} = (u_{\perp}^2)^{1/2}$; $q_i = \beta_i u_{\perp} / 2a_{TF}$; $\{\beta_i\} = \{6.0, 1.2, 0.3\}$; $a_{TF} = 0.4685 Z_2^{-1/3}$ — радиус экранирования Томаса—Ферми.

Средний квадрат амплитуды тепловых колебаний в дебаевском приближении имеет вид

$$u_{\perp}^2 = \frac{6\hbar^2}{k_B M_2 \Theta_D} \left[\left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^2 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x dx}{\exp(x) - 1} + \frac{1}{4} \right], \quad (2)$$

где Θ_D — температура Дебая, k_B — постоянная Больцмана, M_2 — масса атомов мишени, T — температура мишени по шкале Кельвина.

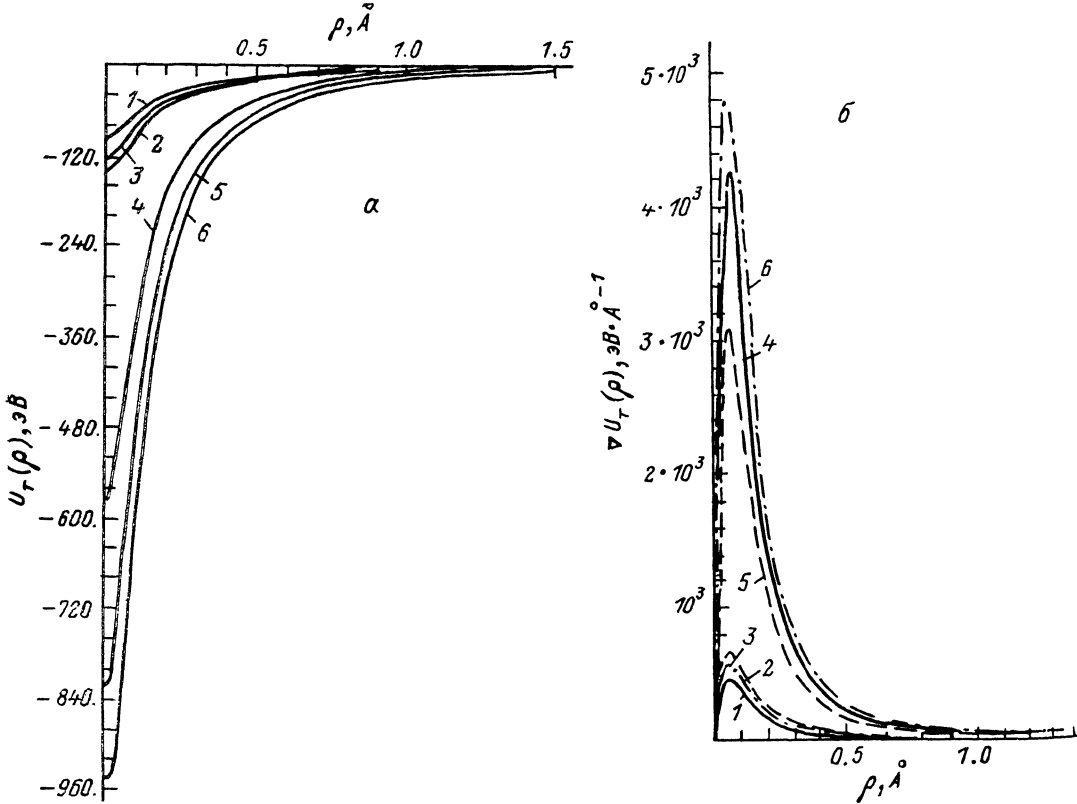


Рис. 1. Потенциалы (а) и градиенты потенциалов (б) взаимодействия электронов с атомными осями алмаза (1—3) и вольфрама (4—6). Оси $\langle 100 \rangle$ (1, 4), $\langle 110 \rangle$ (2, 5), $\langle 111 \rangle$ (3, 6).

Следуя работе [11], потенциал взаимодействия может быть представлен в виде, удобном для расчетов на ЭВМ

$$U_T(\rho) = \begin{cases} -\frac{Z_2 e^2}{d_s} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(q_i^2) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} E_{m+1}(q_i^2) \left(\frac{\rho}{u_{\perp}} \right)^{2m} & \text{при } \rho \leq 3u_{\perp}, \\ -\frac{Z_2 e^2}{d_s} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(q_i^2) \left[2K_0 \left(\frac{\beta_i \rho}{2a_{TF}} \right) - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} E_{m+1} \left(\frac{\rho^2}{u_{\perp}^2} \right) q_i^{2m} \right] & \text{при } \rho \gg u_{\perp}. \end{cases} \quad (3)$$

где

$$E_m(x) = \int_1^{\infty} \frac{\exp(-xt)}{t^m} dt$$

— интегральная показательная функция, $K_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Градиент потенциала взаимодействия (3) равен

$$\nabla U_T(\rho) = \begin{cases} \frac{Z_2 e^2}{d_s} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(q_i^2) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} E_{m+1}(q_i^2) \frac{2m}{u_{\perp}} \left(\frac{\rho}{u_{\perp}}\right)^{2m-1} & \text{при } \rho \leq 3u_{\perp}, \\ \frac{Z_2 e^2}{d_s} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(q_i^2) \left[\left(\frac{\beta_i}{a_{TF}}\right) K_1\left(\frac{\beta_i \rho}{2a_{TF}}\right) - \right. \\ \left. - \left(\frac{2\rho}{u_{\perp}^2}\right) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} q_i^{2m} E_m\left(\frac{\rho^2}{u_{\perp}^2}\right) \right] & \text{при } \rho \gg u_{\perp}. \end{cases} \quad (4)$$

Мы проводили расчеты потенциалов взаимодействия и градиентов осей основных кристаллографических направлений алмаза, кремния, германия и вольфрама по (3) и (4). На рис. 1, а, б приводятся результаты расчетов. Эти численные данные ниже использовались для расчетов потерь энергии на спонтанное излучение. При проведении численного интегрирования промежуточные значения потенциалов и градиентов получали с помощью интерполяции. Расчеты проводились при температуре кристалла $T = 293$ К. Из рис. 1, а видно, что потенциальная яма в вольфраме значительно глубже потенциальной ямы в алмазе. Поэтому значения градиентов потенциала взаимодействия в вольфраме больше по сравнению с алмазом (рис. 1, б).

2. Потери энергии на спонтанное излучение

Полные потери энергии на излучение в классической электродинамике в релятивистском случае задаются выражением [12]

$$\Delta E = \frac{2e^2}{3c^3 m^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathbf{W}^2 - |\mathbf{V} \cdot \mathbf{W}|^2 / c^2}{(1 - \beta^2)^3} dt, \quad (5)$$

где e — заряд частицы, m — масса покоя электрона, c — скорость света, $\beta = V/c$, \mathbf{V} — скорость частицы, \mathbf{W} — ускорение частицы.

В случае квазипериодического движения в канале удельные потери энергии на спонтанное излучение получаем усредняя по периоду радиальных колебаний частицы [8]

$$\frac{dE}{dz} = \frac{2e^2 \gamma^2}{3c^3 m^2 V_{\parallel}} \frac{1}{T} \int_0^T (\nabla U_T(\rho))^2 dt. \quad (6)$$

Частицы, захваченные в канал, совершают финитное движение в поперечной плоскости, перпендикулярной к оси. В формуле (6) вместо интегрирования по времени t перейдем к интегрированию по ρ [6]

$$dt = \pm d\rho \sqrt{\frac{2}{m\gamma} [E_{\perp} - U_T(\rho)] - \frac{M_z^2}{m^2 \gamma^2 \rho^2}}. \quad (7)$$

Здесь

$$E_{\perp} = \frac{E \sin^2 \theta}{2} + U_T(\rho), \quad M_z = \frac{m\gamma\rho \sin \theta \sin \varphi}{c}.$$

Расстояния наибольшего сближения с осью ρ_{\min} и наибольшего удаления от оси ρ_{\max} находятся в результате численного решения уравнения

$$E_{\perp} - U_T(\rho) - \frac{M_z^2}{2m\gamma\rho^2} = 0. \quad (8)$$

Таким образом, конечное выражение для потерь энергии на спонтанное излучение, по которому проводились расчеты, имеет вид

$$\frac{dE}{dz} = \frac{2e^2 \gamma^2}{3c^3 m^2 V_{\parallel}} \frac{\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} (\nabla U_T(\rho))^2 \frac{d\rho}{V_{\rho}}}{\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{d\rho}{V_{\rho}}}, \quad (9)$$

$$V_p = \sqrt{\frac{2}{m\gamma} [E_{\perp} - U_T(\rho)] - \frac{M_z^2}{m^2 \gamma^2 \rho^2}}$$

Разыгрывая угол входа θ и расстояние от оси ρ по (9), находим удельные потери энергии.

3. Результаты расчетов и обсуждение

Расчеты радиационных потерь проводились в области энергий от 100 МэВ до 10 ГэВ при углах падения частиц из интервала $0 < \theta < \theta_{cr}$, где $\theta_{cr} = \sqrt{2U_0/E}$ — критический угол Линдхарда, U_0 — глубина потенциальной ямы оси. При этом из захваченных в канал частиц

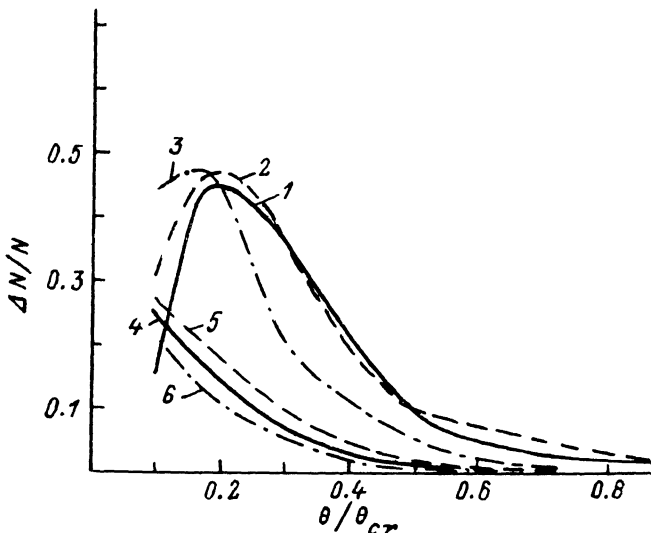


Рис. 2. Доля захваченных в осевой канал электронов в зависимости от угла падения на мишень в алмазе (1—3) и вольфраме (4—6). Оси $\langle 100 \rangle$ (1, 4), $\langle 110 \rangle$ (2, 5), $\langle 111 \rangle$ (3, 6).

отбирались только те, которые имеют $\rho_{min} > u_{\perp}$ и $\rho_{max} < \rho_0 = (N\pi d_s)^{-1/2}$, где N — плотность атомов мишени. Полное число частиц, падавших на кристалл, при каждой энергии и угле падения равнялось 2000. Полные удельные потери энергии зависят от доли частиц, захваченных в канал, и максимальны для тех углов падения, при которых захват в канал наибольший.

На рис. 2 приводятся доля частиц, захваченных в канал, для разных углов падения при энергии 1 ГэВ в алмазе и вольфраме. Видно, что при нулевом угле падения в канал захватывается меньше частиц, чем при оптимальном значении угла. Сравнение результатов, получен-

Мишень	Ось	$\langle \frac{dE}{dz} \rangle, \frac{\text{эВ}}{\text{А} \cdot \text{э}^-}$			
		наст. раб.	[⁸]	[⁷ , с. 125]	[¹³] торм. изл.
C, diam	$\langle 100 \rangle$	3.02	2.1	—	} 1.01
	$\langle 110 \rangle$	5.00	2.9	—	
	$\langle 111 \rangle$	2.54	2.4	—	
Si	$\langle 100 \rangle$	1.52	1.0	—	} 1.04
	$\langle 110 \rangle$	2.68	1.4	—	
	$\langle 111 \rangle$	2.2	1.1	1.66	
Ge	$\langle 100 \rangle$	4.86	2.6	—	} 4.27
	$\langle 110 \rangle$	9.45	3.7	—	
	$\langle 111 \rangle$	7.41	3.0	4.167	
W	$\langle 100 \rangle$	123	50.5	—	} 28.04
	$\langle 110 \rangle$	73.3	35.7	—	
	$\langle 111 \rangle$	145	58.3	104.4	

ных в алмазе, с результатами для вольфрама показывает, что в алмазе максимальный захват (около 50 %) происходит при $\theta = 0.2\theta_{cr}$, а в вольфраме при $\theta = 0.1\theta_{cr}$ (около 30 %). Заметим, что, изменяя условия захвата в канал, количество каналированных частиц в модели можно

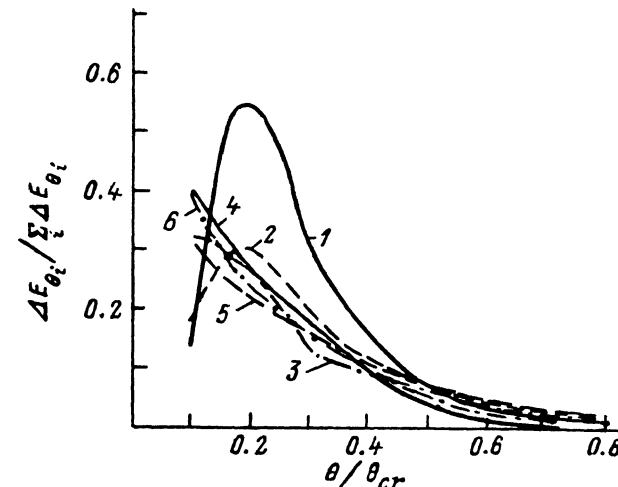


Рис. 3. Доля потерь энергии на излучение электронами, падающими под углом θ , по отношению к потерям, просуммированным по всем углам θ от 0 до θ_{cr} , в алмазе (1—3) и вольфраме (4—6). Оси <100> (1, 4), <110> (2, 5), <111> (3, 6).

увеличить, если снять ограничения $\rho_{min} > u_{\perp}$ и $\rho_{max} < \rho_0$, ибо среди частиц, не удовлетворяющих этим условиям, есть частицы с $E_{\perp} < 0$, и в реальном эксперименте они вносят вклад в излучение, хотя деканалируют на малых глубинах.

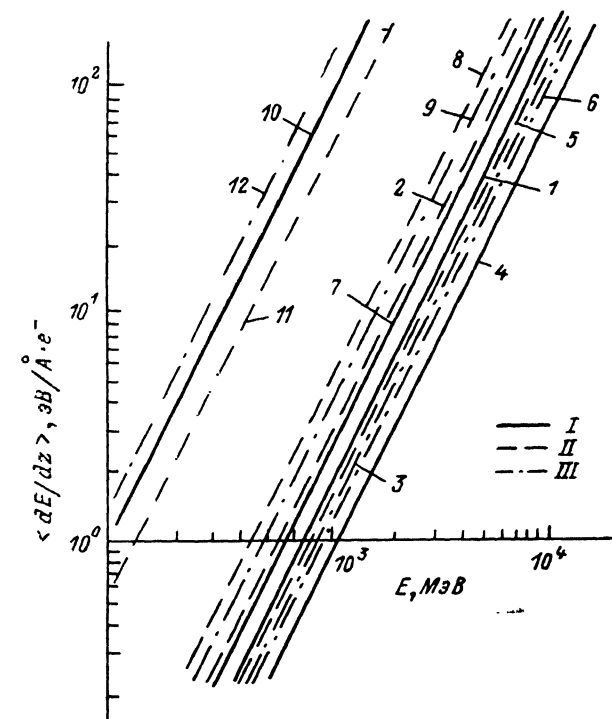


Рис. 4. Средние удельные потери на излучение при каналировании электронами в зависимости от начальной энергии в алмазе (1—3), кремнии (4—6), германии (7—9) и вольфраме (10—12). Оси <100> (I), <110> (II), <111> (III).

На рис. 3 приводится доля потерь энергии на спонтанное излучение частиц, захваченных в канал, при данном угле θ по отношению к потерям, просуммированным по всем углам входа

Φ_{in} в алмазе и вольфраме. Видно, что чем больше частиц захвачено в канал, тем больше потери на излучение.

На рис. 4 приводятся средние значения радиационных потерь энергии на излучение в зависимости от начальной энергии частиц для четырех типов мишеней. Эти кривые получены усреднением по всем параметрам удара p и углам входа θ падающих частиц. В вольфраме удельные потери значительно больше, чем в других мишенях.

Для сравнений с результатами других расчетов в таблице представлены данные наших расчетов, результаты из [7, 8] и удельные потери на тормозное излучение [13] при той же энергии частиц. Потери на тормозное излучение рассчитывались по формуле [13]

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dz} \right)_{\text{торм}} = \frac{N_A}{A} \alpha r_e^2 Z_{\frac{2}{3}}^2 (T_1 + mc^2) \Phi_{\text{рад}}, \quad (10)$$

где ρ — массовая плотность мишени, A — атомный вес мишени, N_A — постоянная Авогадро, r_e — классический радиус электрона, α — постоянная тонкой структуры, $\Phi_{\text{рад}}$ — сечение радиационных потерь.

В работе [10] приводятся экспериментальные результаты по радиационным потерям при начальной энергии электронов 10 ГэВ, аксиально-канализированных в кремнии в направлении $\langle 111 \rangle$. Максимальное значение удельных потерь в случае регистрации излученных фотонов в интервале энергий 10 МэВ $< E_{\gamma} < 3000$ МэВ составляет 100 эВ/Å для углов падения электронов на мишень 15–20 мкрад. Результаты наших расчетов дают 230 эВ/Å.

В недавно появившейся работе [9] приведены расчеты радиационных потерь в дипольном приближении кинетическим методом в кремнии, ванадии и тантале при энергии частиц 1 ГэВ. Для толщины кристалла 128 мкм потери энергии одной частицей в кремнии составляют $E=3.2$ МэВ при температуре кристалла $T=239$ К и $E=2.5$ МэВ при $T=500$ К. Удельные потери соответственно будут $dE/dz=2.5$ эВ/Å при $T=239$ К и $dE/dz=1.953$ эВ/Å при $T=500$ К. Эти данные хорошо согласуются с нашими расчетами.

Из приведенного анализа также видно, что экспериментальные результаты по радиационным потерям энергии при канализировании мало. В то же время эти результаты очень актуальны, и требуется проведение новых экспериментов для уточнения физических моделей.

Таким образом, приведенная физическая модель позволяет получить методом численного эксперимента радиационные потери канализированных частиц. Предложенная модель может быть использована для оценки спектральных и спектрально-угловых характеристик излучения, чему будет посвящена отдельная работа.

Литература

- [1] Kumakhov M. A. Phys. Lett., 1976, v. 57A, N 1, p. 17–18.
- [2] Beloshitsky V. V., Kumakhov M. A., Muralev V. A. Rad. Eff., 1972, v. 13, N 1–2, p. 9–22.
- [3] Beloshitsky V. V., Kumakhov M. A., Muralev V. A. Rad. Eff., 1973, v. 20, N 1–2, p. 95–109.
- [4] Муралев В. А. ДАН СССР, 1985, т. 284, № 5, с. 1107–1110.
- [5] Yamamura Y., Ohtsuki Y. H. Rad. Eff., 1971, v. 56, N 1–2, p. 1–8.
- [6] Wedell R., Ignatiev S. V. Rad. Eff., 1981, v. 56, N 1–2, p. 61–66.
- [7] Кузатов М. А. Излучение канализированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
- [8] Beloshitsky V. V., Kumakhov M. A. Rad. Eff., 1981, v. 56, N 1–2, p. 25–32.
- [9] Anishchik V. M., Burenkov A. F., Komarov A. F. Rad. Eff., 1986, v. 88, N 3–4, p. 289–298.
- [10] Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковская И. и др. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 5, с. 1527–1535.
- [11] Avakian H. R., Glebov V. I., Goloviznin V. V. et al. Rad. Eff., 1984, v. 82, N 1–2, p. 1–18.
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Физматгиз, 1950. 400 с.
- [13] Seltzer S. M., Berger M. J. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1986, v. 35, N 3, p. 345–418.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Научно-исследовательский
институт ядерной физики

Поступило в Редакцию
27 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
12 января 1988 г.